

SÉRIE A, N° 2.474

N° D'ORDRE :

3346

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Jean C R U S S A R D

1^{ère} Thèse..- Sur l'émission de fragments lourds au cours de la désintégration des noyaux sous l'action des rayons cosmiques.

2^{ème} Thèse..- Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 25 juin 1952 devant la Commission d'examen.

MM. E . BAUER

Président.

F. PERRIN

P. AUGER

L. LEPRINCE-RINGUET

)

)

)

Examineurs.

SÉRIE A, N° 2.474

N° D'ORDRE :

3346

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Jean C R U S S A R D

1^{ère} Thèse. - Sur l'émission de fragments lourds au cours de la désintégration des noyaux sous l'action des rayons cosmiques.

2^{ème} Thèse. - Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 25 juin 1952 devant la Commission d'examen.

MM. E . BAUER

Président.

F. PERRIN

P. AUGER

L. LEPRINCE-RINGUET

)
) Examinateurs.
)

Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41550412_0014

FACULTE des SCIENCES de l'UNIVERSITE de PARIS.

Doyen..... M. A. CHETELET

Professeurs.

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
A. DENJOY	T Théorie des Fonctions
L. LUTAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique.
E. DARMOIS	T Enseignement de Physique.
Robert LEVY	T Physiologie comparées....
Mme RAMART-LUCAS	T Chimie organique....
FOCH	T Mécanique physique et expérimentée.
PAUTHENIER	T Electrotechnique générale.
de BROGLIE	T Théories physiques.
JOB	T Chimie générale...
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.
COMBES	T Physiologie végétale.
GARNIER	T Géométrie supérieure.
PERES	T Mécanique des fluides et applications.
LAUGIER	T Physiologie générale....
TOUSSAINT	T Technique Aéronautique.
M. CURIE	T Physique (P.C.B.)
G?RIBAUD	T Hautes Températures.
CHAZY	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
GROZE	T Physique théorique et physique céleste.
DUPONT	T Théories chimiques.
VALIRON	T Calcul différentiel et Calcul intégral.
BARRABE	T Géologie structurale et géologie appliquée.
VAVON	T Analyse et mesures chimiques.

G. DARMOIS	T Calcul des probabilités et Physiques mathématiques.
Jacques BOURCART	T Géographie physique et Géologie dynamique.
AUBEL	T Chimie biologique.
Mme JOLIOT-CURIE	T Physique générale et Radioactivité.
PLANTEFOL	T Botanique.
CABANNES	T Recherches physiques.
GRASSE	T Evolution des êtres organisés.
PREVOST	T Chimie organique.
BOULIGAND	T Application de l'analyse à la Géométrie.
CHAUDRON	T Chimie appliquée.
WYART	T Minéralogie.
TEISSIER	T Zoologie.
MANGENOT	T Biologie végétale.
P. AUGER	T Physique quantique et relativité.
MONNIER	Physiologie générale.
PIVETEAU	T Géologie.
ROCARD	T Physique.
H. CARTAN	T Mathématiques (E.N. Supérieures).
SCHAEFFER	T Physiologie des fonctions.
LAFFITTE	T Chimie générale.
FAVARD	T Mécanique générale.
COULOMB	T Physique du Globe....
Melle COUSIN	T Biologie animale (P.C.B.)
CHRETIEN	T Chimie minérale.
P. DRACH	T Zoologie.
KASTLER	T Physique.
CHATELET	T Arithmétique et théorie des nombres.
EPHRUSSI	T Génétique.

WURMSER	T Biologie physico-chimique.
BAUER	T Chimie-Physique.
RIVIERE	Géologie (P.C.B.)
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.)
LUCAS	T Physique.
A. THOMAS	T Evolution des êtres organisés.
ARNULF	Optique appliquée.
Max MORAND	Physique.
SOLEILLET	Physique.
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON	T Astronomie.
FROMAGEOT	T Chimie Biologique.
LAPORTE	T Physique générale et Radioactivité.
JANET	T Mathématiques générales.
PETIT	T Biologie maritime.
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T Biologie animale (P.B.C.)
EICHHORN	Biologie végétale (P.C.B.)
de CUGNAC	Biologie végétale (P.C.B.)
Melle CAUCHOIS	T Chimie-Physique.
THELLIER	Physique du Globe
AUDUBERT	Electrochimie.
L'HERITIER	Génétique.
GRIVET	T Radio Electricité.
PONCIN	Mécanique des fluides
THIRY	T Mécanique appliquée
DUBREIL	Mathématiques générales.
QUELET	Chimie (P.C.B.)

CAGNIARD	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	Chimie appliquées.
CUVILLIER	Géologie structurale et Géologie appliquées.
JUNG	T Pétrographie.
TRILLAT	Physique (P.C.B.)
WIEMANN	Chimie (P.C.B.)
LICHNEROWICZ	Mathématiques générales.
JACQUINOT	T Physique (P.C.B.)
VASSY	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	Théories physiques.
M. PRUVOST	T Géologie
AMIEL	Chimie (P.C.B.)
HOCART	Minéralogie
MACHEBOEUF	Microbiologie
J.P. MATHIEU	Physique (P.C.B.)
COUTEAUX	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	Biologie animale (P.C.B.)
CHOQUET	Calcul différentiel
BELDMANN	Biologie (P.C.B.)
GUINIER	Physique (P.C.B.)
JOST	Biologie (P.C.B.)

Secrétaire : Ch. MONIER.

TABLE des MATIERES.

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>PREMIERE PARTIE</u>	
Méthodes d'observation des fragments lourds.	
<u>CHAPITRE I</u> - Généralités	5
<u>CHAPITRE II</u> - Méthode d'utilisation des rayons δ .	7
A - <u>Choix de la méthode.</u>	7
B - <u>Calcul de la densité de δ en fonction du parcours restant.</u>	8
C - <u>Courbes expérimentales.</u>	13
1) Protons	13
2) Particules α	15
3) Comparaison avec les courbes théoriques	16
<u>CHAPITRE III</u> - Application aux fragments lourds. Leur identification et la mesure de leur énergie	21
A- <u>Fragments identifiables au moyen des rayons δ.</u>	21
1) Identification	21
a) Trajectoires terminées dans l'émulsion	21
b) Trajectoires sortant de l'émulsion.	22
2) Estimation de l'énergie.	24
B - <u>Traces en forme de "poignard".</u>	25
1) Etude de l'aminçissement des grosses traces terminées dans l'émulsion.	26
a) Théorie de l'aminçissement	26
b) Comparaison avec les résultats de l'observation	33
2) Application aux "poignards" des étoiles.	35
C - <u>Fragments instables</u>	36
1) Noyaux à radioactivité β	36
2) "Marteaux"	37
3) Paires d' α du ^8Be	38
a) Existence de l'émission du ^8Be	38
b) Précision de la mesure de l'énergie de désintégration.	44
c) Résultats	45

4) Autres paires d' α	9	47
a) Emission possible de ^9Be excités instables		47
b) Niveaux supérieurs de ^8Be		49
c) Observation d'un ^{16}O instable		49
5) Indications sur d'autres associations angulaires possibles.		49

DEUXIEME PARTIE .

Les fragments lourds dans les étoiles .

<u>CHAPITRE I - Classification des étoiles à fragments.</u>	
Liste des fragments.	52
A - <u>Classification suivant la nature du primaire.</u>	52
B - <u>Définition du type des étoiles.</u>	54
C - <u>Liste des fragments observés.</u>	55
<u>CHAPITRE II. Caractères de l'émission des fragments.</u>	60
A - <u>Probabilité d'émission des fragments suivant le type de l'étoile.</u>	60
1) Remarque préliminaire	61
2) Résultats concernant les fragments.	61
3) Comparaison avec des résultats analogues concernant les particules α .	63
4) Recherche d'une influence spéciale du nombre de branches "noires" ou "grises"	64
5) Sections efficaces.	68
a) Résultats déduits des présentes observations	68
b) Comparaison avec les résultats obtenus par d'autres observateurs.	69
B - <u>Charge des fragments suivant le type de l'étoile.</u>	71
C - <u>Energie des fragments suivant le type de l'étoile.</u>	72
D - <u>Direction d'émission des fragments.</u>	72
1) Résultats concernant les fragments.	73
2) Comparaison de la répartition angulaire des fragments avec celles des autres branches d'étoiles.	78
a) Particules α	78
b) Protons	80
3) Résumé des observations sur la direction d'émission	83

<u>CHAPITRE III - Tentative d'interprétation de ces résultats .</u>	85
A - <u>Comment peut-on se représenter le mécanisme d'émission des fragments lourds ?</u>	85
1) Evaporation	86
2) Fission	87
3) Collisions	88
B - <u>Etude des collisions nucléons-fragments.</u>	89
1) Collisions élastiques	89
2) a) Protons	91
b) Particules α et fragments	93
c) Discussion	97
2) Collisions inélastiques	99
C- <u>Discussion sur les probabilités d'émission des fragments</u>	101
1) Fréquence des fragments	101
2) Sections efficaces de production de fragments par les nucléons cheminant dans la matière nucléaire	103
a) Résultats déduits des observations	103
b) Comparaison avec les résultats de la théorie et de l'expérience concernant le choc de nucléons rapides sur des noyaux libres.	104
<u>CONCLUSIONS .</u>	108

I N T R O D U C T I O N

Employées depuis plusieurs années, les nouvelles émulsions photographiques nucléaires mises au point par les Maisons Ilford et Kodak ont fourni un excellent moyen d'étude des désintégrations des noyaux sous l'action des particules de grande énergie. Ces particules peuvent être obtenues dans les grands accélérateurs ou provenir du rayonnement cosmique.

Les puissants éclatements des noyaux de l'émulsion que l'on observe ainsi (et qu'on désigne sous le nom imagé d'étoiles) sont déjà bien connues. La plupart des trajectoires des morceaux ionisants de l'éclatement (ou "branches" de l'étoile) correspondent à des particules de charge e (protons, mésons) ou moins souvent 2 (particules α). On s'est aperçu ensuite que de temps en temps ces désintégrations donnent des fragments plus lourds, noyaux de charge

$\geq 3e$ pouvant, dans certains cas, aller jusqu'à $10e$. La fraction la plus énergétique (et la plus intéressante) de ces fragments ne se manifeste pas pour des particules incidentes ayant les énergies d'environ 3 à 400 MeV que l'on peut atteindre avec les grands accélérateurs actuellement en service. Il faut des énergies plus grandes, qui seront bientôt données d'ailleurs par les puissants bévatrons construits aux U.S.A. Ceux-ci fourniront un moyen d'investigation parfaitement adapté à l'étude de ces fragments lourds rapides des étoiles. Mais jusqu'à présent, seul le rayonnement cosmique fournit les projectiles assez rapides pour provoquer ce phénomène avec une probabilité suffisante.

Le premier de ces fragments lourds qui ait été identifié de façon certaine est le ${}^8\text{Li}$, reconnaissable par la trace caractéristique en forme de marteau que donnent ses produits de désintégration; ce phénomène a été signalé et interprété, la première fois, par OCCHIALINI et POWELL [1], et étudié ensuite par divers auteurs (FRANZINETTI et PAYNE [2], PICKUP et VOYVODIC [3], HODGSON [4], etc...).

D'autres fragments lourds ont été signalés dans les étoiles par HODGSON et PERKINS [5], BONETTI et DILWORTH [6], BLAU, BLOCH et NAFFÉ [7].

Une analyse plus détaillée de ce phénomène a été donnée ensuite par PERKINS [8] en ce qui concerne les fragments d'énergie modérée, et par SÖRENSEN [9] [10] pour les fragments énergiques et surtout les particules α rapides qui paraissent résulter d'un processus analogue. Ces deux auteurs ont montré la difficulté qu'il y avait à expliquer l'expulsion de ces morceaux du noyau, avec des énergies parfois considérables, qui dépassent souvent largement l'énergie de liaison des nucléons qui les composent, et aussi l'énergie qui peut leur être communiquée par la barrière de potentiel du noyau émetteur. Les essais d'explication qu'ils donnent ne sont pas toujours concordants, mais ils montrent bien les différents aspects du problème et les diverses possibilités, et nous nous référerons fréquemment à leurs travaux.

Nous avons cherché à compléter ces observations par l'examen d'un certain nombre de fragments énergiques des étoiles. L'ensemble de ces observations et de celles des auteurs précités ne nous permettra malheureusement pas de donner une interprétation sûre de ce phénomène curieux. Notre conclusion comportera encore de nombreux points d'interrogation. Ce pendant, nous pourrions éliminer un certain nombre de possibilités, et faire quelques suggestions.

Plan de l'exposé.

Dans une première partie, nous étudierons les méthodes d'observation des fragments lourds : comment on les identifie, comment on peut estimer leur charge et leur énergie. Ces méthodes sont basées principalement sur l'observation des rayons δ , et nous commencerons par une étude de l'utilisation des rayons δ adaptés aux buts que nous nous proposons, étude comportant un calcul de la densité des rayons δ et un étalonnage expérimental. Ces résultats seront ensuite appliqués à l'étude des trajectoires des fragments lourds, trajectoires à δ nombreux, mais distincts, et trajectoires épaisses en forme de "poignard"

Une autre catégorie de fragments sera ensuite examinée, celle des fragments instables. Elle nous conduira à une assez longue digression dans un domaine de faible énergie, avec une mesure de l'énergie de décomposition de ^8Be , et une étude de quelques associations angulaires dans les branches d'évaporation des étoiles.

La deuxième partie traite du mécanisme d'émission des fragments. Nous étudierons d'abord les divers caractères de cette émission, en particulier sa probabilité en fonction du type de l'étoile contenant les fragments, puis la répartition angulaire des fragments autour de la direction de la particule incidente. Nous chercherons ensuite à interpréter ces résultats, en examinant spécialement l'hypothèse d'un mécanisme par simples collisions, et en comparant les caractères de l'émission qu'il pourrait provoquer avec les résultats des observations.

Ce travail a été effectué au Laboratoire LEPRINCE-RINGUET à l'Ecole Polytechnique. Les plaques utilisées sont des plaques Ilford G5 de 200 microns d'épaisseur. Elles ont été exposées au rayonnement

cosmique à grande altitude au moyen de ballons-sonde, à des pressions résiduelles allant de 25 à 60 gr/cm² (correspondant à des altitudes de 20 à 25.000 mètres).

Quatre lots de plaques ont été utilisés. Les trois premiers vols ont été effectués depuis la station météorologique de Trappes par une équipe du Laboratoire de l'Ecole Polytechnique, sous la direction de M. Paul FERRAND suivant une technique mise au point dans ce laboratoire [11]. Le quatrième lot a été envoyé en haute altitude aux Etats-Unis, grâce aux soins obligeants du Professeur Marcel SCHEIN.

P R E M I E R E P A R T I E

METHODES d' OBSERVATION des FRAGMENTS LOURDS

CHAPITRE 1

GENERALITES.

Les fragments lourds sont caractérisés avant tout par l'ionisation exceptionnellement forte de leur trajectoire : ionisation primaire (ions formés le long de la trajectoire), et ionisation secondaire (électrons projetés par collision).

Dans les émulsions photographiques nucléaires, la première se manifeste par l'espacement plus ou moins grand des grains le long de la trajectoire, et dans une certaine mesure par l'épaisseur de cette dernière. Les électrons de l'ionisation secondaire, eux, apparaissent sous la forme de petites trajectoires, dites "rayons δ " d'autant moins nombreuses qu'elles sont plus longues, et qui sont visibles surtout dans les longueurs allant d'environ 1μ à une douzaine de μ .

Dans les plaques à sensibilité modérée (par exemple les plaques Ilford C2), la fréquence des grains, même si elle est trop élevée pour permettre le comptage, peut servir à identifier les fragments lourds. Ainsi, la trajectoire d'une particule α , près de la fin de son parcours, présente encore d'assez nombreuses lacunes, en général. Les fragments plus lourds donnent des traces d'aspect nettement différent, avec moins de lacunes, ou même pas du tout : elles peuvent être ainsi bien distinguées des particules α , dès que leur longueur atteint 30μ environ. Par contre, dans les plaques dites sensibles aux électrons (en réalité sensibles au maximum d'ionisation d'une particule de charge e), la fin d'une trajectoire de particule α s'arrêtant dans l'émulsion a déjà le plus souvent un aspect presque continu. Elle se distingue mal de la fin de la trajectoire d'un fragment plus lourd.

Le comptage des grains (ou des lacunes), ne peut donc pas servir à identifier les fragments dans les plaques sensibles aux électrons. Les seules méthodes possibles dans ces plaques, sont le comptage des rayons δ et l'observation de l'épaisseur de la trajectoire. Nous

verrons d'ailleurs plus loin que cette épaisseur est commandée en grande partie par les rayons δ , surtout dans les plaques sensibles, de sorte qu'il s'agit en somme d'une seule et même méthode.

Désirant étudier avant tout la direction d'émission des fragments par rapport à celle de la particule incidente, nous avons préféré renoncer aux avantages de la plaque C2 pour l'identification des morceaux lourds, et avons utilisé des plaques Ilford G5 (sensibles aux électrons).

L'écart angulaire est ainsi noté par rapport aux protons incidents, dans les cas (nombreux) où ceux-ci peuvent être identifiés. L'identification des fragments est faite principalement au moyen des rayons δ .

CHAPITRE II

METHODE d'UTILISATION des RAYONS δ .

A) - CHOIX de la METHODE.

Tout d'abord, il est nécessaire de fixer une limite inférieure de l'énergie des δ comptés, d'une façon aussi nette que possible. En effet, les δ les plus courts étant les plus nombreux, la densité sera très imprécise si cette limite est mal définie. C'est là, la principale difficulté de la méthode. De même, si l'on observe plusieurs dimensions de δ séparément, leur séparation doit être aussi précise que possible.

Théoriquement, l'énergie des δ peut être estimée par leur longueur. Mais leur trajectoire n'est pas rectiligne : la longueur réelle, compte tenu du scattering en largeur et en profondeur, est difficile à estimer rapidement. Pour les δ très courts, dont la longueur n'est qu'un petit nombre de fois le diamètre d'un grain d'argent développé, la trajectoire réelle n'est même plus vue, et la longueur devient tout à fait approximative.

Dans ce domaine des petits δ , qui est celui qui nous intéresse le plus, puisque les fragments lourds des étoiles sont en général d'énergie très modérée, beaucoup d'observateurs préfèrent remplacer l'estimation de la longueur des δ par le nombre de grains dont ils se composent. (SORENSEN [9], VOJVODIC [12]).

Cette méthode convient bien aux plaques C2, où les fins de trajectoires d'électrons présentent des grains nettement distincts. Elle a aussi pourtant été employée dans les plaques G5. Mais les fluctuations du nombre de grains pour une énergie donnée sont grandes ($\sim \pm 60\%$), comme cela a été prouvé expérimentalement [17]. En outre, il arrive que dans les plaques G5 le comptage des grains soit totalement impossible, lorsque l'aspect des petits rayons δ est absolument continu, par suite sans doute de la façon dont la plaque a été développée, et notamment de la dimension des grains d'argent. C'est justement le cas dans les plaques que nous avons utilisées. Enfin, le comptage des grains est aussi impraticable lorsque la trace de la trajectoire ionisante est très large (cas des noyaux lourds) et "noie" le départ du rayon δ .

Dans ce cas, l'estimation même grossière de la longueur réelle du rayon δ est également impossible.

Pour ces diverses raisons, nous avons choisi comme criterium l'écart maximum h du rayon δ dans la direction perpendiculaire à l'axe de la trajectoire, dans le plan de la plaque (Fig. 1). Celui-ci peut être évalué assez facilement au microscope au moyen d'une échelle micrométrique dont on place les traits parallèlement à la trajectoire à étudier.



Fig. 1

Ce criterium s'adapte bien à l'observation des traces épaisses. Par contre, il présente l'inconvénient de n'être relié à l'énergie des rayons δ que

de façon statistique, ce qui diminue un peu la portée des résultats.

B) - CALCUL de la DENSITE de en FONCTION du PARCOURS RESTANT.

Nous ne reprendrons pas ici la théorie bien connue de la production des rayons δ , théorie qui résulte notamment des travaux de MOTT [13], MÖLLER [14], BHABHA [15], MASSEY et CORBEN [16]. Les résultats obtenus à l'aide des formules de ces auteurs, diffèrent peu, en général, de ceux résultant de la simple formule de RUTHERFORD, déduite de la mécanique classique. Cette dernière s'écrit :

$$\frac{dn(W)}{dW} dW = \frac{K Z^2}{\beta^2} \frac{dW}{W^2}, \text{ avec } K = \frac{2\pi N e^4}{m c^2}$$

$\frac{dn}{dW} dW$ est le nombre moyen, par unité de longueur de la trajectoire ionisante, de rayons δ d'énergie comprise entre W et $W + dW$.

βc est la vitesse de la particule ionisante

Ze est sa charge

N est le nombre d'électrons par unité de volume de la matière traversée

m est la masse de l'électron, e sa charge.

Cette formule n'est valable que si W est grand par rapport au potentiel d'ionisation des atomes. C'est le cas pour les δ observables, qui ont plus de 1.000 eV.

Les termes correctifs introduits par une solution de mécanique quantique ne dépassent pas 5%, en pratique, dans le domaine d'énergie qui nous occupera ($W = 5$ à 25 KeV, $\beta = 0,1$ à $0,2$). Cette valeur est inférieure à la précision que l'on peut attendre du comptage, même dans les cas les plus favorables.

Nous utiliserons donc uniquement la formule approchée ci-dessus écrite.

L'application de cette formule est difficile :

1°) Un premier obstacle, et non le moindre, vient de ce que la relation parcours-énergie des électrons est mal connue aux très faibles énergies (< 20 KeV). Au-dessus de 20 KeV, divers travaux expérimentaux et théoriques ont permis de la fixer avec une assez bonne précision, notamment ceux de HERZ [17], ROSS et ZAJAC [18], BLUM [19], qui donnent des résultats sensiblement concordants; la courbe ainsi obtenue coïncide d'ailleurs bien avec celle que l'on peut déduire de la relation parcours-énergie des protons, en divisant par 1.830 les valeurs des deux coordonnées. Au-dessous de 20 KeV, quelques points ont été obtenus par BLUM, mais ils présentent une forte dispersion. La courbe moyenne paraît se situer un peu au-dessous de celle déduite du cas des protons. Pour notre calcul grossier, nous adopterons la courbe dessinée (Fig. 2), dont les ordonnées sont un peu plus basses (10% en moins, en gros) que celles de la courbe déduite des protons, dans la zone correspondant à $8 < W < 20$ KeV (parcours allant de $0^{\mu} 7$ à $3^{\mu} 5$); cette courbe se raccorde bien, au-delà de $W=20$ KeV, à celle provenant des diverses mesures faites.

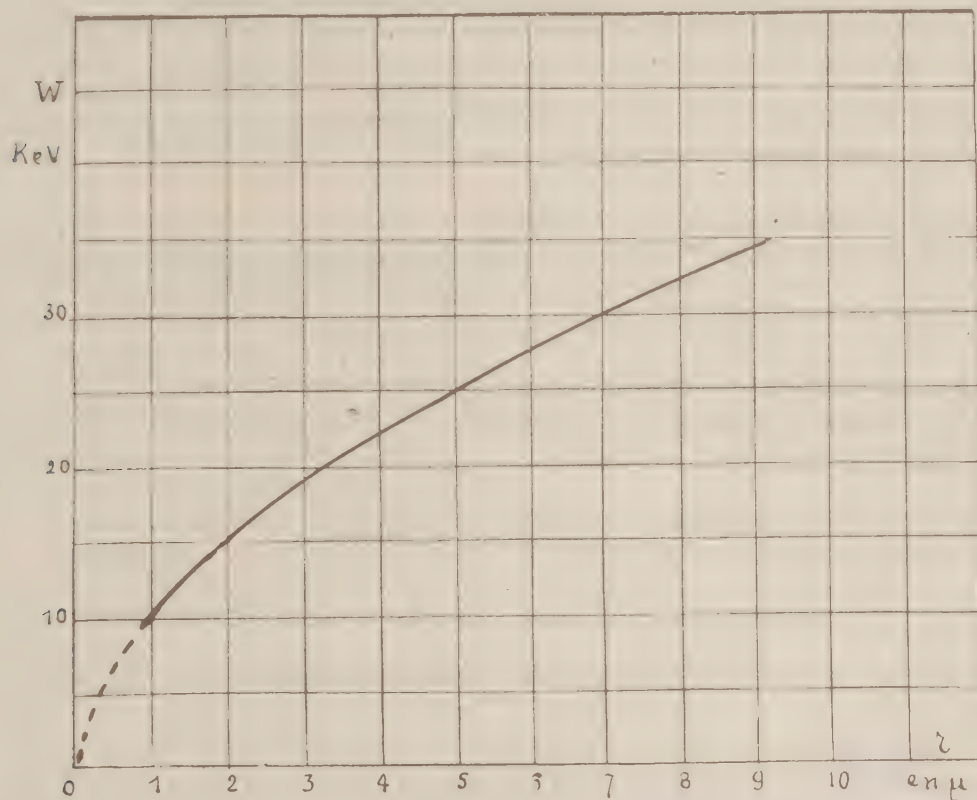


Fig. 2

Relation parcours-énergie des électrons lents.

2°) Il s'agit maintenant d'introduire le criterium que nous avons choisi (écart latéral). Il faut en somme, pour chaque parcours r , calculer la fraction f des δ dont un point au moins de la trajectoire présente un écart latéral par rapport à l'axe $\geq h$.

Ce calcul est théoriquement possible, en appliquant les formules du scattering en fin de parcours. Mais il serait compliqué et, en outre, illusoire, car les trajets réels d'électrons aussi courts ne sont pas vus.

Nous adopterons la formule approchée suivante, donnant f en fonction de $u = 1 - \frac{h}{r}$: $f = u^2$. Cette formule peut se justifier de la façon suivante :

a) Nous connaissons déjà 2 points de la courbe cherchée donnant f en fonction de u : $f = 0$ pour $u = 0$ ($r = h$)
 $f = 1$ pour $u = 1$ (r infini).

b) Si les δ étaient rectilignes, on aurait $f = u$, dans l'hypothèse d'une émission isotrope des δ , puisque f serait alors proportionnel à l'angle solide dans lequel des droites de longueur r sortiraient, en projection horizontale de la bande de largeur $2h$, soit $4\pi(1 - \frac{h}{r}) = 4\pi u$.

Le scattering des traces aura pour effet de remplacer cette droite $f = u$ par une courbe située au-dessous.

Cette courbe sera tangente à l'axe des u à l'origine. En effet, pour r juste $> h$, le rapport de l'ordonnée de la courbe cherchée à celle de la droite $f = u$ sera très faible, puisqu'elle proviendra de la seule fraction infime des δ de longueur r qui sont rectilignes par hasard.

Nous avons, en outre, cherché expérimentalement un point de la courbe, en observant un nombre suffisant de δ de longueurs diverses (allant de 3^h à 10^h environ).

En estimant cette longueur r (dans l'espace, non en plan), et en regardant la proportion de ceux dont l'écart latéral maximum est $\geq \frac{r}{2}$, on trouve une valeur de l'ordre de $\frac{1}{4}$. La courbe passe donc par le point $u = \frac{1}{2}, f = \frac{1}{4}$. Ces divers renseignements montrent qu'elle ne doit guère s'écarter de $f = u^2$.

La densité des δ d'écart $\geq h$ sera donc donnée, en fonction de la vitesse βc de la particule ionisante, par :

$$n_h = K \frac{Z^2}{\beta^2} \int_{w_h}^{2mc^2\beta^2} \left(1 - \frac{h}{r}\right)^2 \frac{dW}{W^2}$$

γ étant donné en fonction de W par la courbe de la Fig. 2. La limite supérieure de l'intégrale, $2mc^2\beta^2$, représente l'énergie maxima qui peut être communiquée à un électron par collision élastique, comme il est facile de le voir (ceci dans le cas où β est faible devant 1, et lorsque la particule ionisante est beaucoup plus lourde que l'électron).

Pour calculer K , nous prendrons $N=1,04.10^{24}\text{cm}^3$, calculé d'après la composition des plaques G5, qui est connue.

La Fig. 3 donne les courbes calculées au moyen de cette formule, pour 3 valeurs de n : 0^{e} , 9 , 1^{e} , 8 , 2^{e} , 7 , qui correspondent aux différentes dimensions de δ que nous avons observées (voir plus loin).

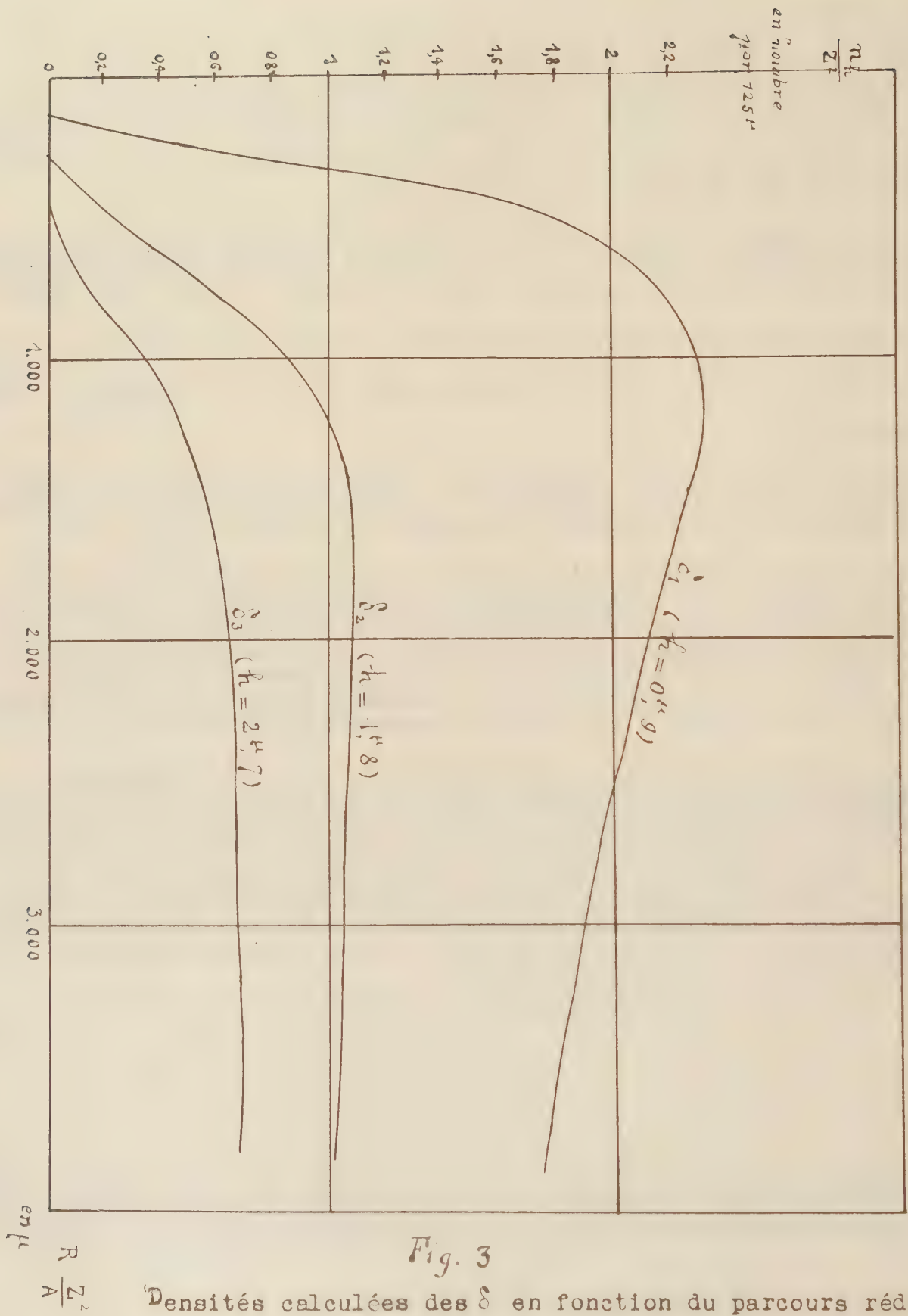
$\frac{n_h}{Z^2}$ y est porté, en fonction, non pas de β , mais du "parcours réduit" de la particule, $R \frac{Z^2}{A}$, qui ne dépend que de β (1) (R parcours, A numéro atomique).

Ces courbes sont donc valables pour toutes les particules. Leur forme s'explique de façon immédiate: en partant des grandes vitesses on voit d'abord la densité des δ augmenter, à cause du terme en $\frac{1}{\beta^2}$

dans l'expression de la fréquence des δ d'énergie déterminée. Puis cette augmentation est contrebalancée par une diminution provenant de ce qu'au fur et à mesure du ralentissement de la particule, les δ les plus rapides disparaissent progressivement. On passe par un maximum, puis ce deuxième effet l'emporte et la densité tombe à 0 au point où la vitesse est juste suffisante pour produire des δ ayant au maximum l'énergie correspondant à la dimension considérée (cut-off).

Une dernière remarque est nécessaire au sujet de la relation parcours-énergie pour les protons pour les plaques G5, relation qui a été utilisée pour faire figurer en abscisse le parcours réduit au lieu de la vitesse. Nous avons adopté la courbe parcours-énergie donnée par BRADNER, SMITH, BARKAS et BISHOP [20], pour les plaques Ilford C2, en diminuant de 5% la valeur des abscisses, pour tenir compte du pouvoir d'arrêt un peu plus grand des plaques G5: ce décalage correspond approximativement à la différence de densité entre les 2 émulsions. (3,7 pour les C2, 3,9 pour les G5).

(1).- Ceci moyennant certaines restrictions dont il sera question plus loin, concernant la diminution de la charge en fin de trajectoire.



C) - COURBES EXPERIMENTALES.

Les courbes théoriques ci-dessus donnant la densité moyenne des rayons δ ne peuvent pas être utilisées directement ; trop d'inconnues et d'approximations y figurent : courbe parcours-énergie des électrons aux très faibles énergies, relation entre le parcours et l'écart maximum, influence de la grosseur des grains. En outre, le comptage des δ est une opération subjective ; à cause notamment de l'appréciation de l'écart minimum admis et de la confusion possible entre les δ de très petites dimensions et l'accumulation fortuite de grains au voisinage de la trajectoire, des observateurs différents (ou même le même observateur à des moments différents) peuvent compter de façon notablement différente. Il était donc nécessaire d'avoir des courbes de références expérimentales, dans les séries de plaques utilisées, faites toujours par le même observateur. Les courbes théoriques serviront surtout de moyen de contrôle, et permettront certaines extrapolations avec plus de sécurité.

Pour obtenir un étalonnage expérimental de la densité des rayons δ il fallait opérer sur des trajectoires de particules connues, terminées dans l'émulsion, afin que leur vitesse soit connue en chaque point au moyen du parcours restant. Ne pouvant avoir par d'autres moyens aucune détermination sûre de la charge d'une particule lourde terminée dans l'émulsion, nous avons choisi comme référence des protons et des particules α .

1) - Protons. Ceux-ci se distinguent aisément des particules de charge $\geq 2e$ par leur aspect, le nombre de "lacunes" aux différents points de leur trajectoire, même la densité de grains lorsqu'ils sont suffisamment longs. Par contre, ils sont plus difficiles à distinguer des deutons. Or divers observateurs [49] [50], ont noté l'existence d'une certaine proportion de deutons dans les branches des étoiles cosmiques, proportion qui doit se retrouver approximativement dans les particules isolées. Mais cette proportion n'est pas forte (certainement moins de 10%, pour des énergies ≥ 20 MeV) ; de plus, nous avons cherché à éliminer les deutons possibles, qui peuvent souvent être distingués des protons, lorsque leur longueur est suffisante (1.000^k à 2.000^k au moins) par la fréquence des lacunes. Si donc, dans les trajectoires que nous avons observées, il se trouve quelques deutons, leur proportion ne dépasse pas quelques pour cent, et n'introduit pas d'erreur sensible.

Nous avons examiné 46 protons terminés dans l'émulsion, de longueur variant de 1.000^k à 4.500^k (en moyenne 2.500^k) choisis dans les différentes séries de plaques qui ont été utilisées. Nous avons noté pour chaque proton, et dans des intervalles successifs de 125^k , le nombre de δ de trois différentes dimensions définies par les valeurs de h , écart latéral horizontal maximum du δ par rapport à l'axe.

1ère	catégorie, dite	δ_1	:	$h \geq 0^{\mu}, 9$
2ème	"	δ_2		$h \geq 1^{\mu}, 8$
3ème	"	δ_3		$h \geq 2^{\mu}, 7$

L'observation a été faite au moyen d'un microscope SPENCER, muni d'un objectif à immersion 95 x et d'oculaires 10 x, dont l'un était muni d'une échelle micrométrique à deux graduations perpendiculaires, l'une à graduation fine, l'autre à graduation plus espacée. Le chiffre de 125^μ correspond à un nombre entier (7) de grandes divisions, et n'est pas très éloigné du diamètre du champ visible (155^μ); les va-

leurs limites de h correspondent respectivement à $\frac{1}{2}$ fois, 1 fois et $\frac{3}{2}$ fois l'intervalle de la graduation fine.

Les résultats sont les suivants, en bloquant les δ comptés sur des intervalles successifs de 500^μ :

Parcours restant en μ	Nombre d'intervalles de 125 ^μ observés	Nombre moyen de δ_1 par 125 ^μ	Nombre moyen de δ_2 par 125 ^μ	Nombre moyen de δ_3 par 125 ^μ
0- 500	184	0,54 ⁽¹⁾	0,03 ⁽²⁾	0,01
500-1000	182	1,49	0,33	0,03 ⁽³⁾
1000-1500	158	1,55	0,54	0,13
1500-2000	119	1,48	0,54	0,25
2000-2500	88	1,33	0,51	0,30
2500-3000	70	1,40	0,58	0,32
3000-3500	39	1,54	0,72	0,41
3500-4000	26	1,42	0,77	0,38
4000-4500	23	0,87	0,70	0,35

(1).- En décomposant : 0,22 de 0 à 250^μ et 0,86 de 250^μ à 500^μ

(2).- " " : 0 de 0 à 250^μ et 0,065 de 250^μ à 500^μ

(3).- " " : 0,01 de 500^μ à 750^μ et 0,055 de 750^μ à 1000^μ

2) - Particules α . Elles peuvent se distinguer avec une bonne certitude des particules de charge ≥ 3 , pour des longueurs suffisantes, au moyen des rayons δ (connaissant déjà par les protons, la densité approximative), et par l'aspect de la trace, notamment le nombre de lacunes.

40 particules α terminées dans l'émulsion, de longueurs variant de 500 μ à 2.500 μ (longueur moyenne : 1.100 μ) ont été examinées. Le comptage des δ a donné les résultats suivants :

Parcours restant en μ	Nombre d'intervalles de 125 μ observés	Nombre moyen de δ_1 par 125 μ	Nombre moyen de δ_2 par 125 μ	Nombre moyen de δ_3 par 125 μ
0- 500	155	2,65 ⁽¹⁾	0,28 ⁽²⁾	0,006
500-1000	117	6,1	1,9	0,41
1000-1500	42	6,8	3,0	1,3
1500-2000	21	4,1	1,6	1,2
2500-3000	8	5,4	2,9	1,1

(1).-En décomposant : 1,1 de 0 à 250 μ et 4,2 de 250 μ à 500 μ

(2).- " : 0,025 de 0 à 250 μ et 0,54 de 250 μ à 500 μ

On constate immédiatement la grande similitude de ces résultats : si l'on divise par 4 les densités de δ des particules α , on obtient des chiffres qui coïncident avec ceux des protons (aux fluctuations près). Ceci est normal puisque des parcours égaux correspondent à des vitesses égales pour les α et les protons, et qu'à vitesse égale la densité de δ est proportionnelle à Z^2 .

On remarque, pour les petits δ , l'existence d'un fond, qui ne correspond pas à des δ véritables, mais à des accumulations fortuites de grains. Ce fond est observable "à l'état pur" dans les premiers 125 μ à partir de l'extrémité de la trajectoire, zone où les δ véritables n'existent pas. Au lieu d'être proportionnel à Z^2 , il est sensiblement le même pour les α et pour les protons, et paraît être de l'ordre de 0,2 δ_1 par 125 μ . Son importance relative, assez grande pour les protons, devient tout à fait négligeable dès qu'il s'agit de fragments lourds, où la densité des δ est grande. Cependant, une observation plus poussée montre que ce fond peut, sur certaines trajectoires, être plus important, notamment sur les trajectoires épaisses et fortement inclinées par rapport au plan de la plaque : la contraction de la gélatine entraîne un tassement, une sorte de "flambement" des trajectoires épaisses, qui fait apparaître des excroissances latérales pouvant être prises pour des rayons δ . Des précautions ont été prises pour

éliminer cette cause d'erreur, aussi bien sur les trajectoires utilisées pour l'étalonnage que sur les fragments observés.

L'histogramme de la Fig. 4 donne les densités résultant de l'ensemble des mesures sur les protons et les α (en nombre moyen de δ par intervalle de 125^μ).

Comme les trajectoires utilisées ont des longueurs diverses, la partie gauche de l'histogramme est plus précise que la partie droite (elle correspond à un nombre plus élevé de δ comptés dans chaque intervalle). Cette différence a été voulue; en effet, la partie gauche servira plus souvent car les fragments lourds des étoiles sont en général assez lents, et correspondent rarement à des parcours réduits restant qui dépassent 1.000^μ .

3) - Comparaison avec les courbes théoriques.

1°) On constate une grande similitude dans la forme des courbes, les hauteurs relatives des maxima, les abscisses des maxima, l'abscisse correspondant à l'apparition des δ de chaque catégorie, etc... Cependant, la proportion théorique des δ , ($> 2; 7$) paraît être un peu plus élevée. Cela peut provenir en partie de grands δ qui échappent à l'observation, leur départ étant peu visible.

2°) En ce qui concerne les valeurs absolues de la densité des δ , il subsiste une certaine divergence, les densités expérimentales étant plus faibles que les densités théoriques. Le rapport paraît être de l'ordre de 0,7, comme le montrent les courbes donnant $0,7 n_{\delta}$ théorique, qui ont été reportées sur l'histogramme de la Fig. 4.

Aucune explication certaine de cette divergence n'a pu être trouvée, bien que plusieurs puissent être données, notamment l'inexactitude de la formule adoptée pour δ , et l'imprécision de la relation parcours-énergie des électrons aux faibles énergies. Il se peut aussi qu'une fraction des δ ne s'inscrive pas de façon nette dans la plaque. SÖRENSEN^[9] paraît avoir rencontré une divergence du même genre, même plus accentuée : le rapport $\frac{\text{observation}}{\text{théorie}}$ va de 0,25 à 0,56 pour les α suivant la dimension des δ .

La conclusion de tout ceci est l'adoption de courbes de densités de δ en fonction du parcours réduit, qui serviront de référence. Il faut évidemment se baser surtout sur les courbes expérimentales; mais la théorie peut aider à en préciser les formes. Nous prendrons les courbes de la Fig. 4 donnant $0,7 n_{\delta}$ théorique, en modifiant légèrement toutefois le tracé de la montée de la courbe des δ , ($k=0;9$) pour tenir compte des données expérimentales. Cette modification, qui est portée sur la Fig. 4 correspond sans doute à l'existence du "fond" pour les petits δ .

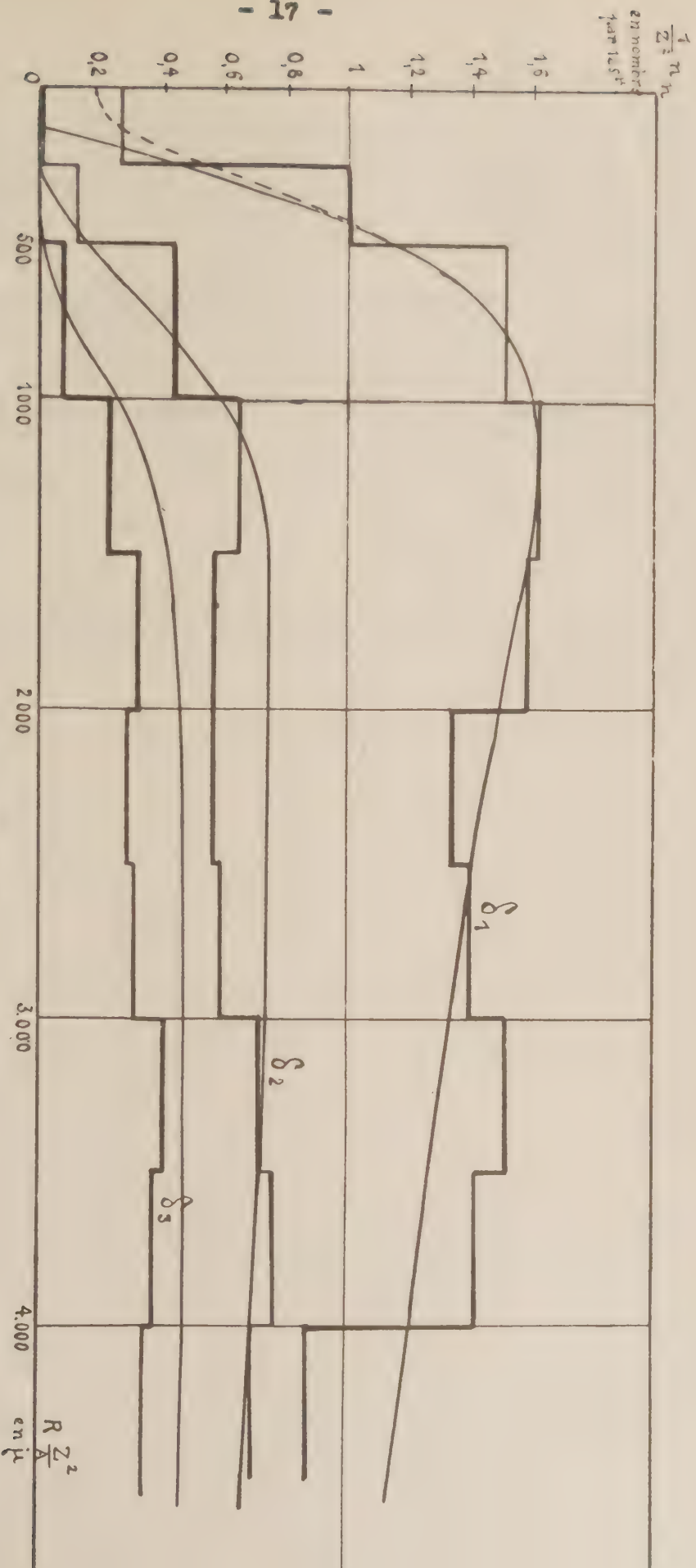


FIGURE. - 4

Densités mesurées des δ (et densités calculées, multipliées par 0,7)

La courbe admise des δ_3 se trouve ainsi légèrement au-dessus de celle résultant de nos mesures : nous préférons malgré cela la conserver; cela ne peut que conduire à sous-estimer dans certains cas la charge des fragments observés. De plus, l'utilisation de cette courbe des δ_3 est peu fréquente en raison de la rareté des fragments rapides.

De ces courbes, on peut déduire les courbes intégrales, donnant le nombre total moyen de δ de différentes dimensions sur une trajectoire terminée dans l'émulsion, en fonction de son parcours restant. Il est facile de voir que la courbe ainsi obtenue pour les protons est valable ici pour toutes les autres particules, à condition de mettre en abscisses le parcours réduit $R \frac{Z^2}{A}$ et en ordonnée non pas

$\frac{N}{Z^2}$ (N étant le nombre total de δ), mais $\frac{N}{A}$. En effet

$$N = \int_0^R n dR = A \int_0^R \frac{n}{Z^2} d \left(R \frac{Z^2}{A} \right)$$

expression dans laquelle l'intégrale représente l'aire de notre courbe de référence, donc l'ordonnée de la courbe intégrale. La figure 5 donne ces courbes intégrales.

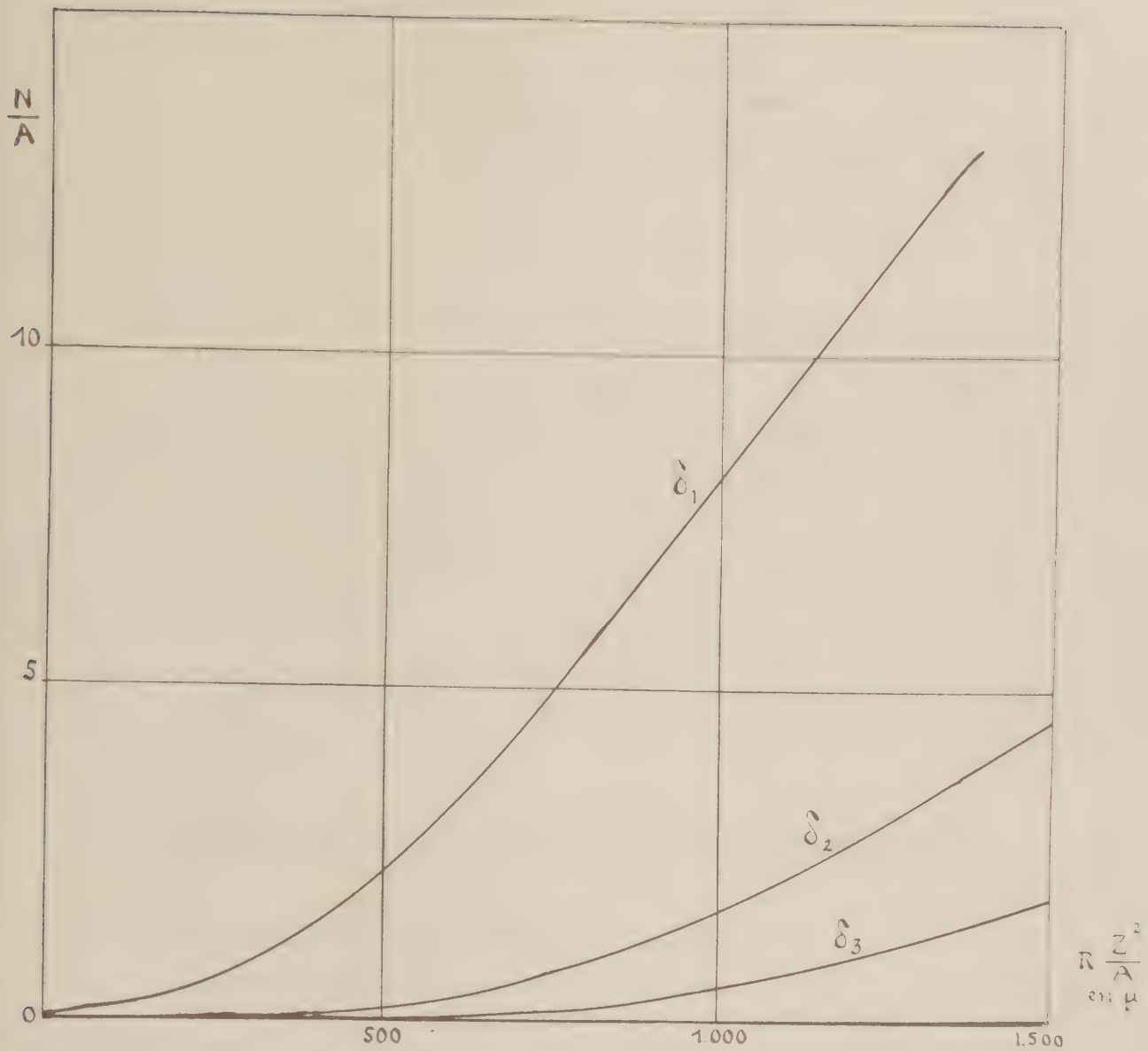


Figure .- 5

Nombre total de δ en fonction du parcours réduit
(pour des traces terminées dans l'émulsion).

C H A P I T R E I I I

APPLICATION uaux FRAGMENTS LOURDS .

Leur IDENTIFICATION et la MESURE de leur ENERGIE

En dehors des cas spéciaux où les fragments sont reconnus à leurs produits de désintégration, ils peuvent être classés en deux catégories, d'après la manière dont ils sont identifiés : 1°) trajectoires à grande densité de rayon δ ; 2°) trajectoires en forme de "poignard", épaisses au départ, terminées en pointe dans l'émulsion. Cette distinction est du reste arbitraire. De nombreux cas sont intermédiaires ; ainsi une trace en forme de poignard peut être assez longue pour qu'on observe vers son départ des δ ; au contraire, on peut voir une trace d'épaisseur anormalement forte et parfois décroissante, mais sans rayons δ nettement distincts, et sortant de l'émulsion avant de s'arrêter. La diversité des cas est très grande, et rend difficile l'établissement d'une méthode ; on devrait presque, pour rendre un compte exact des moyens employés, examiner chaque trajectoire individuelle et discuter les diverses indications qu'on peut tirer de son aspect. Dans l'impossibilité de le faire ici nous devons nous contenter d'un aperçu en nous bornant aux cas les plus fréquents.

A - FRAGMENTS IDENTIFIABLES au MOYEN des RAYONS δ .

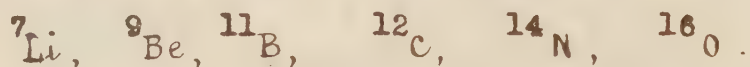
a) Trajectoires terminées dans l'émulsion.

Dans ce cas, l'identification est simple : il suffit de compter le nombre total de δ , et se déterminer par tâtonnement au moyen des courbes intégrales de δ (Fig. 5) quel est le Z qui donne le nombre théorique le plus voisin pour un parcours réduit $R \frac{Z^2}{A}$ (R étant la longueur de la trace). Le calcul peut être fait pour plusieurs dimensions de δ .

Remarquons qu'une ambiguïté subsiste dans ce calcul au sujet de l'isotope auquel on a affaire. Théoriquement, cette détermination pourrait être faite, car aux différentes valeurs de A correspondent des parcours réduits différents et des nombres de δ différents. Mais en pratique, la différence relative est faible : pour un A plus grand, le parcours est un peu plus faible, donc l'ordonnée de la courbe aussi ; mais cette diminution est compensée par une augmentation du facteur A par lequel on doit multiplier cette ordonnée. Tout au plus pourrait-on déceler une différence dans la proportion des δ de différentes dimensions, les grands δ étant d'autant plus nombreux relativement que A est plus faible.

Mais cette différence est également insignifiante en général. Ainsi pour une trajectoire de 1.000^k correspondant à $Z = 3$, un ${}^7\text{Li}$ aura en moyenne $87 \delta_1$, dont $23 \delta_2$ (26%) et $8,4 \delta_3$ (9,6%), et un ${}^6\text{Li}$ présentera $90 \delta_1$, dont $27 \delta_2$ (30) et $11 \delta_3$ (12).

Aucun des fragments que nous avons observés n'est suffisamment long pour permettre une pareille distinction. Dans le doute, nous avons admis arbitrairement, afin d'avoir une base de calcul, que les isotopes observés (aussi bien pour les branches sortant de l'émulsion que pour celles qui s'y arrêtent sans présenter d'électron de radioactivité, ce qui est le cas général) sont les suivants :



Revenons à la détermination de Z : sauf indications provenant d'autres éléments d'observation, on a admis que la charge pouvait être fixée sans ambiguïté à une certaine valeur Z si la probabilité de l'écart $N - N_z$ (N étant le nombre de δ observés et N_z le nombre théorique déduit de nos courbes d'étalonnage pour la charge Z) est au moins 20 fois plus grande que celle des écarts $N - N_{z-1}$, et $N - N_{z+1}$; cette probabilité est calculée en admettant une répartition gaussienne des nombres de δ . Ce calcul est fait, lorsque c'est possible, pour plusieurs dimensions de δ .

Si une ou plusieurs valeurs de la charge donnent une probabilité supérieure à $\frac{1}{20}$ de celle correspondant au Z le plus probable, nous conservons ces diverses valeurs possibles (tout en notant le Z le plus probable).

22 trajectoires de cette espèce ont été observées, ayant des longueurs allant de 100^k à 1.200^k , et correspondant à des Z allant de 3 à 6 ou 7.

b) Trajectoires sortant de l'émulsion.

Dans ce cas on obtient tout d'abord une valeur minima de la charge Z , au moyen du maximum de la courbe des δ . Ainsi, si on observe une densité de δ_1 de 13 par 125^k , ceci sur une longueur suffisante pour qu'on soit certain qu'il ne s'agit pas d'une fluctuation, on a affaire à une particule de $Z \geq 3$, puisque $Z = 2$ ne donne qu'une densité maxima de $6,5 \delta_1$ par 125^k en moyenne.

Mais on peut souvent obtenir d'autres renseignements. C'est le cas par exemple lorsqu'on se trouve dans la partie gauche des courbes de δ pour des parcours réduits $< 1.000^k$. Par la présence ou l'absence des δ_2 ou des δ_3 , par la variation de la densité des δ de différentes dimensions le long de la trace, on peut souvent connaître approximativement le parcours réduit (ou la vitesse) du fragment lorsqu'il quitte le noyau. Le nombre des δ fournira alors sa charge. La méthode consiste à faire des hypothèses successives sur la valeur de Z , et à chercher celle qui donne la répartition la plus voisine de celle qu'on

observe. Lorsqu'on se trouve dans cette partie montante des courbes de δ , on peut souvent déterminer l'énergie à environ 10% près, ce qui permet de fixer le Z avec une grande probabilité.

Dans d'autres cas, moins favorables, on n'observera pas de variation sensible de la densité des δ le long de la trace, soit que cette dernière soit trop courte, soit que l'on se trouve dans une région où ces densités varient lentement (parcours réduit $> 1.000''$). Le plus souvent, il a fallu se contenter dans ces cas de l'indication ci-dessus mentionnée fournie par le maximum de densité des δ possibles pour un Z donné. Nous croyons d'ailleurs que la charge réelle est très rarement supérieure à la valeur minima ainsi fixée.

Il faut naturellement tenir compte avec soin des fluctuations dues au hasard, dans cette détermination. Le calcul a été fait de la même façon que pour les trajectoires terminées dans l'émulsion, en admettant en général comme nombre théorique N_Z de δ celui qui correspond à la densité maxima, sauf si une indication nette (dimension des δ , etc...) permet de prendre une densité plus faible.

Si les probabilités de 2 valeurs de Z sont du même ordre, nous adoptons la plus faible des deux.

Une attention spéciale doit être apportée à la distinction entre $Z=2$ et $Z=3$, afin que des $Z=3$ ne soient pas comptés indûment. En effet, les particules α rapides sont beaucoup plus nombreuses dans les étoiles que les fragments lourds assez rapides pour être identifiés par leurs δ . D'après nos observations, ces derniers sont en gros 15 à 20 fois moins nombreux que les α présentant des δ , dans les étoiles de 7 branches au moins. SØRENSEN trouve 30 fois plus d' α que de lithium "rapides" dans toutes les étoiles, à des altitudes comparables. Il est raisonnable d'admettre la proportion de 1 à 20. Une distribution de δ qui a 20 fois plus de chances de correspondre à un lithium qu'à un α correspond donc à une particule qui, dans les étoiles, a autant de chances d'être un α à un nombre anormalement grand de δ qu'un lithium. Le calcul se fait de façon très simple : soit N_α le nombre de δ à attendre si la trajectoire correspond à un α ; si la trajectoire est terminée dans l'émulsion, ce nombre est connu. Sinon, on prend en général celui qui résulte de la densité maxima (soit 6,5 par 125'' pour les δ_1 , etc...). Soit de même N_{Li} le nombre de δ le plus

probable pour un $Z=3$. N_{Li} est, lui aussi, calculé souvent sur la base

de la densité maxima. Cependant, il arrive que l'on admette une densité plus faible, si la fréquence des δ observés varie nettement le long de la trace. Soit enfin N le nombre de δ réellement observés.

$\frac{|N - N_\alpha|}{\sqrt{N_\alpha}}$ et $\frac{|N - N_{Li}|}{\sqrt{N_{Li}}}$ sont les écarts normalisés de la distribution observée par rapport aux nombres moyens des deux cas possibles (α ou lithium). A ces écarts correspondent des probabilités p_α et p_{Li}

sur la courbe du gauss. Les chances que la particules observée soit de $Z=2$ et $Z=3$ respectivement seront alors dans le rapport

$$K = \frac{20 \cdot n_{\alpha}}{n_{Li}} .$$

Ce calcul étant fait sur toutes les traces à nombreux δ , nous avons classé celles correspondant à $Z=3$ en deux catégories :

1) $Z=3$ (ou >3) lorsque $K < 0,05$. Il y a peu de chances pour qu'il se trouve un α parmi les 14 trajectoires observées dans cette catégorie.

2) $Z = \text{"3 probable"}$ si $0,05 < K < 0,25$: catégorie contenant peut-être une petite proportion d' α (de l'ordre du dixième).

3) Si K dépasse 0,25, la trajectoire n'est pas comptée, en principe, ni comme α , ni comme Li . Elle n'est comptée comme α que si K est nettement plus grand (aux environs de 10).

Toutefois, plusieurs traces donnant $K > 0,25$ ont été malgré tout placées dans la 2ème catégorie ($Z = \text{"3 probable"}$), lorsque l'ionisation est nettement plus forte que celle qu'on peut attendre d'un α , et qu'en même temps K n'est pas trop grand (de l'ordre de 1 au plus). C'est le cas lorsque les trajectoires ne présentent aucune lacune sur une longueur suffisante (au moins 300^{μ}), ce qui n'a été observé dans nos plaques sur aucune particule α , même en fin de parcours. De même, si l'on voit à la fois des grands δ ($> 5^{\mu}$ par exemple) et peu de lacunes, il ne peut s'agir d'une particule α : on observe en effet toujours de nombreuses lacunes sur les α assez rapides pour produire de grands δ . Ce genre de remarques doit être utilisé exclusivement sur les trajectoires peu inclinées sur le plan de la plaque (15° au grand maximum).

2) Estimation de l'énergie.

Cette estimation est immédiate en principe pour les fragments s'arrêtant dans l'émulsion ou (de façon approximative) pour ceux où la partie gauche fortement inclinée des courbes de δ est nettement visible : dans les deux cas, Z étant fixé, le parcours réduit est connu, exactement ou approximativement ; on en déduit l'énergie par nucléon qui en est fonction.

Lorsque la densité de δ ne varie pas de façon nette le long d'une trace sortant de la plaque, l'énergie peut être cependant estimée plus ou moins facilement. Une limite inférieure est donnée par la position du maximum des δ d'une dimension ou l'autre, suivant les cas, ou par l'existence de δ d'une certaine dimension vers telle valeur du parcours. La limite supérieure est souvent plus difficile à estimer. Elle peut ressortir, soit de la proportion des δ_2 ou δ_3 par rapport aux δ_1 , soit du nombre de lacunes, soit d'une mesure sommaire du scattering, lorsque celle-ci est possible, soit de plusieurs de ces éléments à la fois. La diversité des cas nous empêche ici encore d'indiquer de façon complète la méthode suivie. Nous nous contenterons de donner plus

loin les résultats de ces estimations sur les divers fragments observés. Entre ces deux limites, l'énergie la plus probable a été choisie en fonction des divers éléments observés, densité des δ de diverses tailles, fréquence des lacunes, parfois scattering.

Quelques détails seront donnés plus loin sur la façon dont a été utilisée la fréquence des lacunes. Il suffit de dire ici qu'un étalonnage a été fait sur des protons et des particules α terminés dans l'émulsion, ce qui a fourni une corrélation entre la densité des lacunes et la valeur de l'ionisation, elle-même fonction de l'énergie pour un noyau donné.

Au cours du vol, les plaques étaient disposées par paires, émulsion contre émulsion. Ceci a permis, dans plusieurs cas, de retrouver sur la plaque associée, les traces sortant dans l'air et d'augmenter notablement la longueur utilisée.

Nous donnerons plus loin le tableau complet des fragments observés avec les différentes valeurs possibles pour Z et l'énergie. Bornons-nous à indiquer ici le nombre de fragments de chaque Z qui ont été identifiés au moyen des rayons δ par les méthodes précédemment décrites .

$Z = 3$: 29 fragments, dont 15 "3probable"

$Z = 4$: 9 fragments

$Z = 5$: 10 fragments

$Z = 6$ = 3 fragments.

Au total 51 fragments, dont 24 terminés dans l'émulsion. Leurs longueurs vont de 100^{μ} à 1.200^{μ} ; la valeur moyenne était aux environs de 300^{μ} ; les énergies vont de 6,5 MeV à 21 MeV par nucléon.

B - TRACES en FORME de "POIGNARD"

Ce terme de poignard a été employé par PERKINS pour décrire les traces épaisses au départ, allant en s'amincissant jusqu'à l'arrêt dans l'émulsion, observées parfois dans les étoiles. On les attribue à des noyaux lourds ($Z > 2$) car ces traces présentent une analogie certaine avec les extrémités des trajectoires des noyaux lourds primaires (grosses traces) lorsque ceux-ci s'arrêtent dans l'émulsion sans produire de réaction nucléaire, par suite du simple freinage par ionisation. On observe alors une disparition progressive des rayons δ de dimensions décroissantes, suivie d'un amincissement caractéristique de la partie centrale de la trace elle-même. Pour l'observation des poignards, il est donc nécessaire tout d'abord d'étudier de près cet amincissement des grosses traces.

1) Etude de l'amincissement des grosses traces terminées dans l'émulsion.

Cette étude a été faite théoriquement et expérimentalement par plusieurs auteurs (FREIER, LOFGREN, NEY et OPPENHEIMER [21], BRADT et PETERS [22], PERKINS [8], HOANG-TCHANG-FONG [23]).

a) Théorie de l'amincissement. La théorie (donnée par BOHR [24], puis FREIER et al.) est basée sur la capture progressive des électrons de couronne au fur et à mesure du ralentissement du noyau, capture produisant une diminution de la charge, donc de l'ionisation, qui est supposée s'accompagner d'une réduction progressive de l'épaisseur de la trace. Cette théorie est basée sur l'hypothèse simple que la capture de chaque électron se produit au moment où la vitesse du noyau est égale à la vitesse orbitale de l'électron en question dans l'atome, déduite du modèle de BOHR. La capture commence par la couche K, pour laquelle cette vitesse est la plus grande

$\left(\frac{2\pi e^2}{h} Z \right)$ et se complète peu à peu jusqu'à la couche extérieure, au fur et à mesure du ralentissement du noyau.

On peut calculer facilement de façon approchée la longueur L sur laquelle l'amincissement se produit ou longueur totale de la "pointe".

On peut prendre pour la vitesse orbitale des électrons extérieurs aux divers stades de la capture la formule approchée :

$$\beta = \frac{2\pi e^2}{hc} \gamma = \frac{\gamma}{137}$$

γ étant la charge instantanée. Cette formule, basée sur le modèle de BOHR simplifié, a été admise par FREIER et al. Elle donne un résultat évident pour le premier électron capturé, $\frac{Z}{137}$ étant bien

la vitesse d'un électron sur la couche K d'un atome n'ayant qu'un électron. Pour les électrons suivants, elle suppose des hypothèses simplificatrices sur l'effet d'écran des électrons déjà capturés, et ne représente qu'une approximation.

L'énergie cinétique par nucléon du noyau ε , sera alors liée à sa charge instantanée par la relation :

$$\varepsilon = \frac{Mc^2}{2} \beta^2 = \frac{\gamma^2}{40} \quad (\text{en MeV}).$$

A une variation $d\gamma$ correspondra une variation $d\varepsilon = \frac{\gamma d\gamma}{20}$ de l'énergie, donc un parcours $dR = \frac{A}{Z} dR'$, R' étant relié à ε par la relation parcours-énergie des protons.

On peut prendre pour cette relation la formule $R' = 14 \varepsilon^{3/2}$. On constate en effet que les valeurs correspondantes s'écartent très peu de celles de la courbe expérimentale dans la zone intéressée par l'aminicissement des noyaux de $Z \leq 10$ ($\varepsilon < 3$ MeV environ).

En remplaçant ε par la valeur ci-dessus admise : $R' = 0,055 \zeta^3$. La longueur de la pointe sera alors donnée par :

$$L = \int_0^Z dK = \int_0^Z \frac{A}{\zeta^2} \times 0,166 \zeta^2 d\zeta = 0,166 A Z$$

Si $A = 2 Z$ $L = 0,33 Z^2$.

Les valeurs calculées par FREIER et al correspondent approximativement à $L : 0,5 Z^2$ PERKINS donne : $L = 0,7 Z^2$.

En réalité, la formule $\beta = \frac{\zeta}{137}$ donne des valeurs un peu trop élevées pour les vitesses des électrons des couches intermédiaires. Si ζ est la charge efficace pour chaque charge instantanée ζ , la vitesse d'un électron de la couche n sera $\frac{1}{n} \frac{\zeta}{137}$, qui sera égal à $\frac{\zeta}{137}$ si $\zeta = n \zeta$. Cette valeur est exacte pour la couche K (charge efficace = Z),

et presque exacte lorsque ζ est faible, mais la valeur $\zeta = n \zeta$ est manifestement trop forte dans la zone intermédiaire ; par exemple si

$\zeta = \frac{Z}{2}$, et $n=2$ (couche L), $\zeta = Z$, au lieu d'être intermédiaire entre $\frac{Z}{2}$ et Z .

Si les valeurs de β sont en réalité un peu plus faibles pour ζ donné que celles du calcul fait précédemment, la capture des électrons s'effectuera un peu plus tard, ce qui conduit à une pointe un peu plus courte. La valeur $L = 0,33 Z^2$ peut donc être considérée comme une limite supérieure.

L'observation des grosses traces terminées dans la plaque montre effectivement que l'épaisseur de la partie centrale croît régulièrement lorsqu'on s'éloigne de l'extrémité jusqu'à une certaine valeur, puis reste ensuite sensiblement constante sur une assez grande longueur. Elle diminue plus loin lentement, comme il est naturel, par suite de la

présence du terme en $\frac{1}{\beta^2}$ dans la formule donnant l'ionisation. On observe donc bien une "pointe" conforme à la théorie, dont la longueur L est assez bien définie.

On peut alors évaluer au moyen de la répartition des rayons β la charge du noyau et comparer la longueur de la pointe observée à celle calculée en se basant sur ce Z .

HOANG TCHANG FONG a remarqué que les longueurs ainsi calculées étaient plus faibles que les longueurs observées pour $Z=5$ à 10 .

Si on emploie la formule théorique que nous avons calculée ci-dessus ($L = 0,33 Z^2$) au lieu de celles utilisées par d'autres auteurs, la différence ne fait que s'accentuer, surtout si l'on tient compte du fait que cette valeur est déjà une limite supérieure. On arrive par exemple à un rapport $\frac{L_{\text{calculé}}}{L_{\text{observé}}}$ de l'ordre de $\frac{1}{3}$ ou même $\frac{1}{4}$ pour $Z = 6$.

Nous croyons que cette divergence provient de ce que l'explication qui a été donnée de l'amincissement n'est pas la bonne. En remontant la trace depuis son extrémité, l'augmentation de l'épaisseur ne serait due en réalité que dans une faible mesure à l'accroissement de l'ionisation, mais principalement à l'augmentation, avec la vitesse, de la longueur des δ suffisamment serrés pour donner l'aspect d'une trace continue. Ceci serait vrai tout au moins dans les plaques G5. Au lieu d'être fonction de l'ionisation uniquement, comme on l'admet implicitement dans l'explication par la capture des électrons, l'épaisseur serait, en outre, fonction de la vitesse. Dans les plaques moins sensibles, il est possible que le rôle de l'ionisation soit plus important, indépendamment de la vitesse.

Le calcul exact de ce phénomène, qui est déjà quelque peu hasardeux pour des δ de quelques μ de long, devient presque illusoire ici, en l'absence de relation connue entre la longueur et l'énergie des très petits δ . Cependant, il est possible d'étayer, sinon de justifier entièrement notre hypothèse par le calcul suivant.

On peut d'abord chercher par l'observation, la densité limite n_2 juste nécessaire pour donner à la trace un aspect continu. Il faut d'abord fixer aussi exactement que possible, le sens du terme "aspect continu". Les bords de la partie centrale d'une trace sont légèrement sinueux : ils permettent de fixer avec une assez bonne précision une largeur moyenne, plus facile à évaluer que la largeur minima. Cette largeur moyenne, elle-même, subit de légères fluctuations autour d'une valeur moyenne que l'on peut estimer, et que nous appellerons l'épaisseur de la trace.

On pourrait penser que n_2 est aux environs de 4 par μ : le diamètre moyen des grains est en effet d'environ $0,5$; sur chaque μ on aurait alors en moyenne 2 δ de chaque côté de l'axe, se touchant.

En fait, si l'on compte sur une grosse trace des δ de plus en plus serrés (donc de plus en plus petits), en cherchant le moment où l'on arrive à une trace continue, on voit de suite que la densité

des δ d'écart $\geq \frac{e}{2}$ est notablement plus faible que celle que l'on

pourrait attendre, presque la moitié. Cela provient peut-être de l'enchevêtrement des δ , dont la longueur réelle est plus grande que

l'écart latéral. Cela vient aussi, sans doute, du choix de l'épaisseur moyenne (et non minima) comme définition de l'épaisseur.

Nous adoptons comme limite $n_{\ell} = 300$ par 125^{μ} (soit 2,4 par μ). Pour calculer l'épaisseur d'une trace en un point donné, c'est-à-dire pour un β donné on cherchera la longueur h telle que la densité n_{ℓ} des δ d'écart latéral $> h$, soit précisément 300 par 125^{μ} . L'épaisseur sera $2h$.

L'épaisseur maximum d'une trace terminée dans l'émulsion, de charge Z connue, s'obtiendra en cherchant la valeur de h pour laquelle le maximum de n_h est égale à 300 par 125^{μ} . L'abscisse de ce maximum fournit la longueur L de la pointe.

Ainsi, sur le graphique de la Fig. 6, on voit que l'épaisseur au point correspondant au parcours réduit R'_1 est $2h_1$ et que l'épaisseur maximum est $2h_0$ et correspond

à un parcours $L = R'_0 \frac{A}{Z^2}$.

Faisons ce calcul, d'une façon approchée, tout au moins :

Nous avons pris précédemment:

$$n_h = K \frac{Z^2}{\beta^2} \int_{w_h}^{2m\beta^2 c^2} \left(1 - \frac{h}{r}\right)^2 \frac{dW}{W^2}$$

r étant d'autre part lié à par une relation déduite de celle correspondant aux protons.

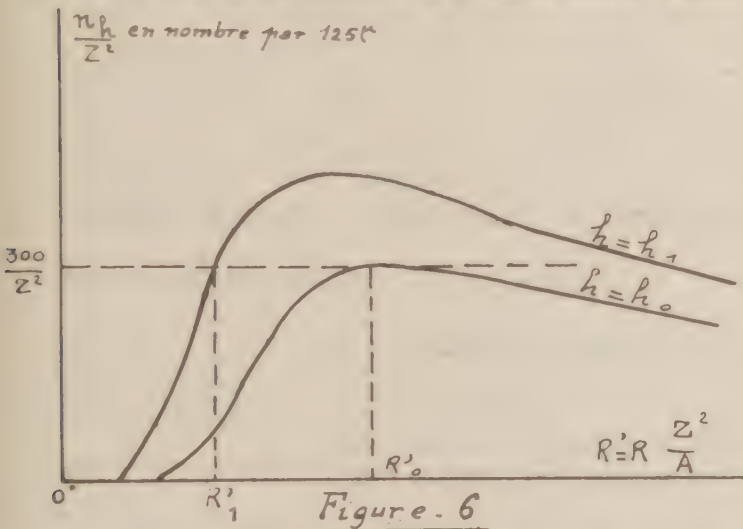


Figure 6

Pour les poignards des étoiles, il s'agit de très petits δ ($h \sim 0,5^{\mu}$) à 1^{μ}). Il est probable que l'expression de l'intégrale ci-

dessus écrite ne convient plus dans ce domaine: le coefficient $\left(1 - \frac{h}{r}\right)^2$

tient compte d'un trajet fortement courbé des électrons qui ne peut exister sur des δ composés de 1 ou 2 grains, 3 au plus. Nous croyons plus exact de supposer dans ce cas les δ rectilignes. Le coefficient à introduire dans l'intégrale (voir plus haut) est alors $1 - \frac{h}{r}$. D'autre

part, une relation $r(W)$ de même forme que la relation parcours-énergie des protons conduirait probablement à des valeurs de r trop faibles, à cause de la dimension des grains. r est en effet la longueur comptée depuis l'axe de la trajectoire ionisante jusqu'au bord extérieur du dernier grain. Nous prendrons une relation de la forme $r = KW$, donnant des parcours un peu plus grands. On peut voir que cette droite représente bien l'"axe" de la courbe en escalier que l'on obtient en supposant que chaque grain est développé lorsqu'il est touché par la trajectoire vraie de l'électron, et en supposant la longueur de cette dernière reliée

à l'énergie par une loi déduite de la relation parcouru-énergie des protons.

La densité des δ sera, dans ces hypothèses :

$$n_h = K \frac{Z^2}{\beta^2} \int_{W_h}^{2m\beta^2 c^2} \left(1 - \frac{W_h}{W}\right) \frac{dW}{W^2}$$

En posant $w = \frac{W_h}{2m\beta^2 c^2}$, on trouve immédiatement

$$n_h = \frac{1.600}{W_h} w(1-w)^2 Z^2 \text{ (par } 125^\mu, W_h \text{ en KeV)}$$

La formule déterminant l'épaisseur en un point donné, sera obtenue en égalant cette valeur à 300.

C'est :

$$w(1-w)^2 = 0,187 \frac{W_h^2}{Z^2} \quad (1)$$

Pour W_h donné (donc une épaisseur donnée), l'énergie par nucléon sera alors donnée en fonction des solutions w_1 de cette équation par :

$$\mathcal{E} = 0,455 \frac{W_h}{w_1} \quad (\mathcal{E} \text{ en MeV}, W_h \text{ en KeV}) \quad (2)$$

équation qui s'obtient immédiatement en remplaçant dans $w = \frac{W_h}{2m\beta^2 c^2}$, β^2 par sa valeur en fonction de $\mathcal{E}$.

L'épaisseur maxima sera obtenue en cherchant la valeur de w correspondant, pour un W donné, au maximum de n , par conséquent de l'expression $w(1-w)^2$. C'est donc $w_0 = \frac{1}{3}$.

Pour ce maximum, la formule ci-dessus donne immédiatement :

$$W_0 = 0,89 Z. \quad (3)$$

La longueur de la pointe est alors fournie par la valeur correspondante de $\mathcal{E}$, valeur résultant de $w_0 = \frac{1}{3}$. C'est :

$$\mathcal{E}_0 = 1,36 W_h = 1,22 Z \quad (\text{en MeV}) \quad (4)$$

Pour déterminer la forme complète de la pointe, il suffit alors de transformer les équations (1) et (2), en exprimant W_h en fonction de l'épaisseur de la trace, et $\mathcal{E}$ (ou w) en fonction du parcours restant.

1°) En ce qui concerne l'épaisseur, nous avons admis la proportionnalité entre h et W_h . Nous prendrons, pour $W_h < 10 \text{ Kw}$,

$h = \frac{W_h}{10}$ (h en μ , W_h en KeV). Ces valeurs se raccordent à la courbe adoptée plus haut pour $W_h > 10 \text{ KeV}$.

Nous aurons donc :

$$e = 2h = 0,2 W_h \quad (e \text{ en } \mu, W_h \text{ en KeV}) \quad (5)$$

2°) En ce qui concerne le parcours, une autre difficulté se présente : bien que la capture des électrons joue sans doute peu de rôle dans l'épaississement des traces, tout au moins pour les Z peu élevés, il faut malgré tout en tenir compte dans le calcul du parcours en fonction de l'énergie ; cette capture a pour effet d'allonger la pointe par rapport à ce qu'elle serait si ce phénomène n'avait pas lieu.

Il est facile d'ailleurs d'évaluer cet allongement. Nous avons vu précédemment que la longueur totale sur laquelle se produit la capture est approximativement (pour Z pas trop élevé)

$$L = 0,166 AZ \quad , \text{ ou } L = 0,33 Z^2 \quad \text{si } A = 2Z \quad ,$$

l'énergie par nucléon au début de la capture étant $\varepsilon_1 = \frac{Z^2}{40}$. Si la charge restait Z jusqu'à l'arrêt, et si R'_1 est le parcours réduit correspondant à ε_1 , le parcours restant, pour cette énergie serait $L_1 = R'_1 \frac{A}{Z^2}$. En admettant comme plus haut $R' = 14 \varepsilon^{3/4}$ (pour $\varepsilon < 3 \text{ MeV}$),

$$L_1 = 0,055 AZ \quad . \text{ Si } A = 2Z \quad , \quad L_1 = 0,11 Z^2 .$$

L'allongement de la pointe, dû à la capture des électrons, est donc :

$$\Delta L = L - L_1 = 0,11 AZ \quad . \text{ Si } A = 2Z \quad , \quad \Delta L = 0,22 Z^2 .$$

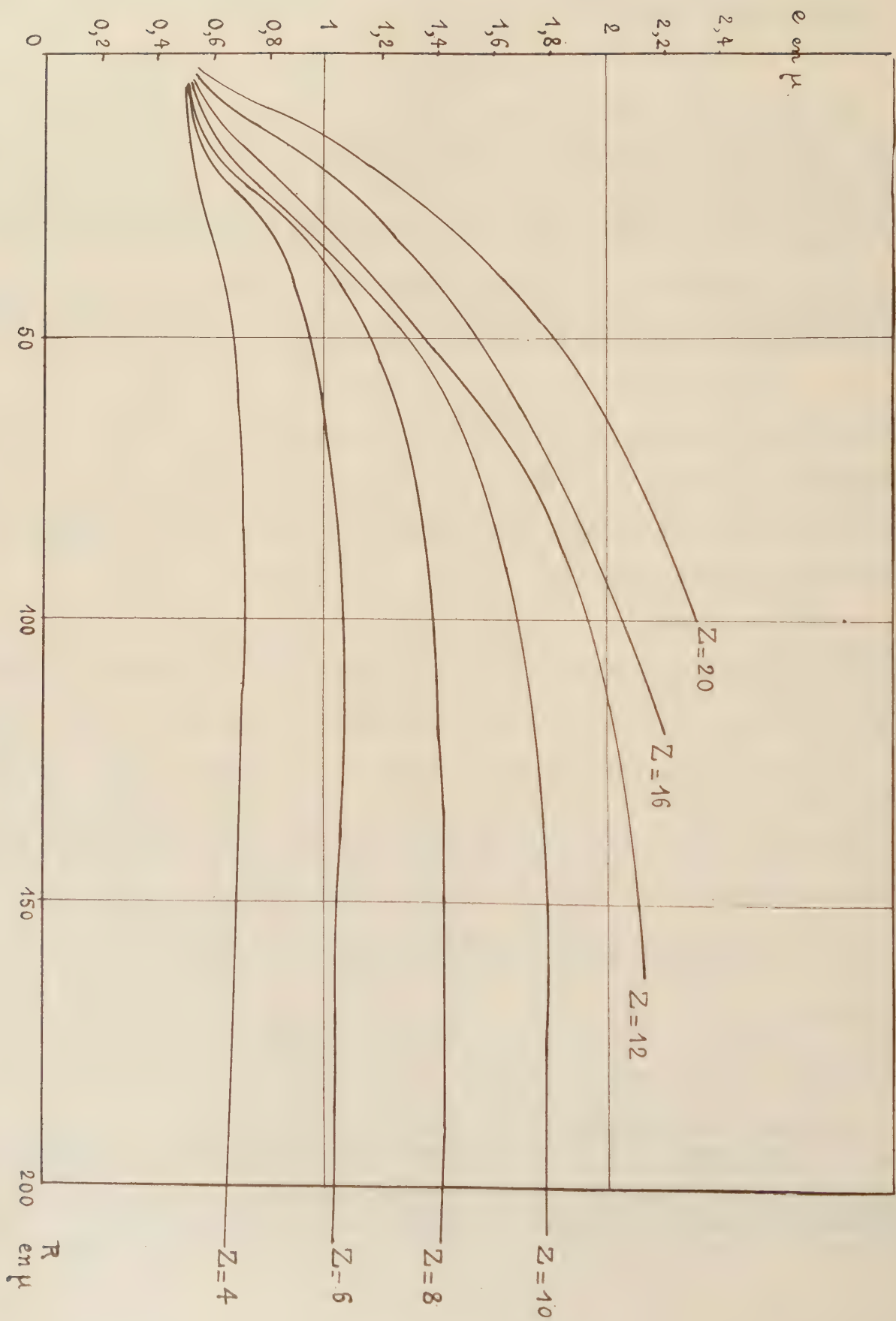
La pointe, comptée depuis le début de la capture, est sensiblement 3 fois plus longue que ce qu'elle serait sans cette capture.

Pour un point quelconque de cette pointe, nous admettrons ce même rapport : pour une énergie donnée, le parcours restant sera 3 fois le parcours calculé en supposant que la charge reste Z .

On en déduit la relation cherchée entre le parcours R et ε .
 R' étant le parcours réduit correspondant à l'énergie ε ,

$$(6) \begin{cases} \text{(Pour } \varepsilon < \frac{Z^2}{40} \text{ , } R = 3 \frac{A}{Z^2} R' & (R \text{ et } R' \text{ en } \mu , \\ \text{(Pour } \varepsilon > \frac{Z^2}{40} \text{ , } R = R' \frac{A}{Z^2} + 0,11 AZ & \varepsilon \text{ en MeV).} \end{cases}$$

A l'aide des formules (1), (2), (3), (4), (5) et (6), nous pouvons tracer le diagramme complet des courbes donnant pour les différentes valeurs de Z l'épaisseur théorique des grosses traces terminées dans l'émulsion en fonction de la distance à l'extrémité. La Fig. 7 donne ce diagramme. La partie gauche des courbes calculées a été modifiée afin



que celles-ci partent, non pas de l'origine, mais du point $e = 0,5$, la trace ayant alors pour épaisseur le diamètre d'un grain.

b) Comparaison avec les résultats de l'observation.

De même que pour les courbes de densité de δ , cette comparaison est essentielle.

Nous avons dans ce but, examiné quatre grosses traces primaires qui se terminent dans nos plaques tout en faisant avec le plan de la plaque un angle faible. Cet angle est $\leq 12^\circ$, ce qui permet d'observer l'amincissement réel, non déformé par le tassement des grains dû à la contraction de l'émulsion. Les longueurs dans la première plaque vont de 420 à 1.600 μ , mais les traces peuvent être suivies sur plusieurs plaques.

La charge de ces noyaux a été déterminée par comptage des rayons δ de nos trois dimensions, sur une longueur suffisante pour que l'application de la méthode ci-dessus exposée permette de déterminer la charge sans ambiguïté, compte tenu d'un calcul d'erreur analogue à ceux que nous avons faits précédemment. Nous nous sommes servi :

1°) du nombre total des δ sur différentes longueurs (Fig. 5) ;

2°) de la valeur de la densité maxima des δ de différentes tailles.

Dans ces calculs, on a tenu compte d'un allongement de la pointe dû à la capture des électrons de $0,22 Z^2$.

On a trouvé ainsi pour les 4 noyaux $Z = 4$ sûr
6 sûr
8 sûr
9 probable.

Pour ce dernier, les probabilités respectives de $Z=9$ et $Z=10$ sont en valeurs relatives :

(1)
par le nombre total de δ_1 sur 100 μ : 1 et 0,21
" " " de δ_2 sur 320 μ : 1 et 0,14
pour la densité maxima des δ_2 : 1 et 0,95.

Il y a donc une chance sur 4 ou 5, en gros, pour que ce dernier noyau possède un Z égal à 10.

(1).- Les δ_1 ne peuvent plus être distingués au-delà de $R = 100\mu$.

En outre, une cinquième grosse trace terminée dans l'émulsion a été examinée. Elle est inclinée à 38° sur le plan de la plaque, et son Z a été estimé à 20 de façon approximative.

L'extrémité de ces grosses traces a été examinée de près, et l'épaisseur moyenne mesurée en divers endroits.

Nous avons constaté une bonne concordance entre les courbes théoriques et expérimentales. Les principaux traits se retrouvent parfaitement : peu d'augmentation de l'épaisseur pour commencer, puis augmentation nette sur un certain parcours. Les valeurs des épaisseurs maxima, ainsi que les distances où ils sont atteints, sont retrouvées également, avec toutefois une petite différence pour $Z=4$, pour lequel l'épaisseur mesurée est légèrement plus forte que l'épaisseur calculée.

Il ne faut pas s'exagérer la portée de cette concordance: en réalité elle repose sur les hypothèses qui sont à la base du calcul théorique : forme de la relation parcours-énergie pour les très faibles énergies, facteur géométrique de réduction.

D'autres hypothèses seraient possibles et conduiraient à des courbes sensiblement différentes. De même, la valeur de la densité limite produisant une trace "continue" n'est pas définie avec une grande exactitude; bien qu'elle ne puisse certainement pas varier du simple au double, une différence de 30% sur sa valeur, qui est possible, entraînerait une différence d'environ 15% sur les épaisseurs maxima.

Cependant, le calcul conserve son utilité. D'abord les hypothèses faites paraissant raisonnables, il montre que l'explication de l'amincissement par la diminution de dimension des δ est bien probablement la bonne, du moins dans les plaques "sensibles aux électrons"?. De plus, il donne plus de consistance aux évaluations expérimentales, et permet de les préciser, et de les extrapoler dans une certaine mesure.

Si notre explication est exacte, la capture des électrons ne se produit que sur la dernière partie de l'amincissement; cette partie étant d'autant plus faible que Z est faible. Ainsi, pour $Z=4$, la capture se produit sur les 5 derniers μ , alors que l'amincissement est sensible sur environ 40^μ . Pour $Z=8$, ces deux longueurs sont respectivement 21^μ et environ 80^μ . Pour $Z=20$, elles seraient de l'ordre de 110^μ et 200^μ . Pour Z plus grand, la capture se ferait sur toute la "pointe", dont la longueur serait alors commandée par le début de cette capture.

En outre, tant que Z n'atteint pas ces valeurs élevées, la longueur de la pointe, au lieu d'être proportionnelle à Z^2 , comme le veut la théorie de FREIER et AL. basée sur la capture des électrons, est plutôt proportionnelle à Z , avec une augmentation même plus lente, surtout aux faibles Z . Ce fait avait du reste déjà été remarqué par HOANG TCHANG FONG [23]. On voit que l'attribution aux δ du rôle principal dans l'amincissement permet de l'expliquer parfaitement.

2) APPLICATION aux "POIGNARDS" des ETOILES.

Nous prenons pour base, dans l'identification des poignards, le diagramme de la Fig.7. Les courbes des Z impairs sont obtenues par interpolation. La détermination du Z (ou des différents Z possibles) se fait directement en comparant la forme observée avec celles résultant des différentes courbes.

Signalons un trait caractéristique de ces courbes, qui découle aussi bien des observations que du calcul : c'est la presque-superposition de la partie gauche des courbes, pour $R < 40$ ou 50μ , entre $Z=7$ et 12 environ. Cette proximité provient d'une compensation qui se produit, lorsque Z augmente, entre, d'une part la diminution de l'énergie nécessaire pour produire une même largeur de trace, et d'autre part, l'accroissement de l'allongement dû à la capture des électrons.

Ceci introduit une indétermination sur le Z des poignards jusqu'à environ 50μ de long, lorsqu'ils présentent la forme correspondant à ce paquet de courbes. On voit que pour pouvoir distinguer ces différents Z, il faut une longueur s'approchant de celle donnant l'épaisseur maxima, longueur qui se trouve plutôt aux environs de 70μ . Sinon, l'indétermination ne peut être levée. Dans ce cas, nous donnons les différentes valeurs de Z possibles, en admettant que la plus faible est la plus probable.

Remarquons que malgré l'indétermination sur Z, l'énergie par nucléon ε peut être fixée en fonction de R de façon assez précise. On constate, en effet, que ε varie extrêmement peu avec Z dans cette zone du diagramme. Cela peut du reste se voir immédiatement : ε est fonction

du parcours réduit $R' = \frac{Z}{2} (R - 0,22 Z^2)$ (si $A=2Z$); $\frac{dR'}{dZ} = \frac{R}{2} - 0,33 Z^2 = 0$

si $R = 0,66 Z^2$. Pour $Z=8$, $R = 42 \mu$. Pour une trace de cette longueur, à des Z voisins de 8, correspondra sensiblement la même énergie ε , soit $3,8 \text{ MeV}$.

Bien entendu, cette évaluation de la charge par l'épaisseur n'est possible que sur les traces peu inclinées sur le plan de la plaque (inclinaison $< 20^\circ$ environ). Lorsque l'inclinaison est plus forte, le tassement des grains dû à la contraction produit un élargissement des traces. Mais, même dans ce cas, l'aminçissement reste parfois nettement visible, et permet d'affirmer qu'on a affaire à un fragment lourd, dont la charge ne peut alors être qu'estimée grossièrement.

Nous avons observé 50 poignards, en plus de ceux qui sont suffisamment longs pour être identifiés grâce aux δ , et qui ont été mentionnés ci-dessus comme tels; leurs longueurs vont de 33μ à 155μ , et est le plus souvent comprise entre 60μ et 100μ .

La charge a été déterminée avec plus ou moins de certitude suivant les cas, au moyen du diagramme (Fig. 7). Elle va de 3 à 8 environ.

L'énergie par nucléon du départ ϵ , se déduit ensuite immédiatement de la longueur R du poignard par l'évaluation du parcours réduit. On a :

$$R' = (R - 0,22 Z^2) \frac{Z^2}{A} \quad \text{si} \quad R > 0,33 Z^2$$

$$R' = \frac{1}{3} R \frac{Z^2}{A} \quad \text{si} \quad R \leq 0,33 Z^2$$

Les énergies trouvées vont de 3 à 6,8 MeV par nucléon. L'inclinaison sur le plan de la plaque atteint 49° ; dans les $\frac{2}{3}$ des cas, elle ne dépasse pas 20° .

En outre, on a conservé également 11 cas de "poignards" non déterminés dans l'émulsion, soit que l'épaisseur diminue avant la sortie de l'émulsion, soit même qu'on ne voie guère varier cette épaisseur, mais que sa valeur anormalement forte, sans que des δ distincts soient présents, indique que l'on se trouve vers la naissance d'un "poignard". L'épaisseur donne alors une limite inférieure de la charge.

C - FRAGMENTS INSTABLES .

Nous avons vu les deux principaux aspects permettant de reconnaître et d'étudier les fragments lourds, traces à nombreux δ et poignards. Il nous reste à mentionner quelques cas spéciaux, dans lesquels les fragments sont instables, et se reconnaissent à leurs produits de décomposition. Parmi eux, nous étudierons en détail le cas du ^8Be .

1) Noyau à radioactivité β .

Lorsqu'un isotope radioactif est émis, l'électron β est produit en général après l'arrêt du fragment, et il peut être observé sous la forme d'une trace au minimum d'ionisation partant du point d'arrêt du fragment.

Sur 63 fragments terminés dans l'émulsion, nous avons observé seulement 2 noyaux radioactifs, ce qui montre qu'en général, les fragments émis sont stables. Cependant, il est possible que plusieurs électrons β aient échappé à l'observation, surtout si leur énergie est faible.

PICKUP et VOYVODIC^[25] trouvent également que les fragments radioactifs sont rares, dans le domaine d'énergie qui nous occupe : ils ont observé 5 cas, pour des traces d'au moins 30° de long, dans 4.000 étoiles d'au moins 6 branches, alors que nos deux fragments radioactifs proviennent de l'examen de 2.000 étoiles d'au moins 7 branches.

De ces deux fragments, le premier sort d'une trace de 80^μ dont l'aspect et l'épaisseur montrent qu'il s'agit de $Z \leq 5$. L'énergie de l'électron, estimée par le scattering est $5,1 \begin{vmatrix} - 0,8 \\ + 1,1 \end{vmatrix}$ MeV. Il est probable qu'il s'agit d'un noyau de ^{12}B , dont la période est $0,027$ sec. et l'énergie maxima à l'électron de 12 MeV. Le deuxième fragment radioactif présente une trace en poignard de 36^μ de long, dont l'épaisseur correspond au "paquet" de courbes allant de $Z=7$ à $Z=12$. L'énergie de l'électron, non mesurable, est plus faible que pour le précédent. De nombreux isotopes radioactifs sont possibles.

2) "Marteaux".

Ces traces, maintenant classiques, ont été observées pour la première fois par OCCHIALINI et POWELL [1] (1947), et expliquées par l'émission d'un ^8Li , une fois à l'arrêt, se décompose suivant $^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be} + e^-$ suivi de $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$. Le noyau intermédiaire de ^8Be ne prend qu'une énergie négligeable, de sorte que les deux α sont émis avec des impulsions opposées, ce qui donne la forme caractéristique du "marteau", dont le manche aboutit au milieu de la partie rectiligne terminale.

PERKINS [8] a fait remarquer qu'une partie de ces "marteaux" pouvant être due, non pas à ^8Li , mais à des noyaux de ^8Be dont la vie moyenne serait beaucoup plus longue que d'habitude, ce qui leur permettrait de s'arrêter avant la décomposition en deux α . Ce serait le cas pour des états excités de ^8Be à moment angulaire orbital ℓ impair et élevé : pour ℓ impair, la décomposition directe en deux α est impossible (conservation de la parité); celle-ci doit être précédée par l'émission d'un γ ramenant le noyau à un état à ℓ pair (0 ou 2 en général)). Lorsque ℓ est élevé, cette émission γ suppose un grand changement de moment angulaire, et par conséquent, la période en sera plus longue, ce qui permet au noyau excité de s'arrêter avant l'émission du γ , puis la décomposition. La distinction entre les marteaux dûs à ^8Li et ceux dûs à ^8Be est possible sur les plaques G5 : les premiers comportent un électron partant du milieu de la partie terminale, alors que les seconds n'en auraient pas. Nous n'avons pas observé un nombre suffisant de marteaux pour voir si une fraction en est attribuable à ^8Be . Compte tenu des électrons qui échappent à l'observation (par suite de leur inclinaison notamment), il semble bien que cette fraction, si elle existe, n'est pas grande.

Parmi les marteaux que nous avons observés, nous n'avons retenu que ceux dont le manche possède une longueur $\geq 50^\mu$, qui correspondent à une énergie par nucléon $\varepsilon \geq 2,5$ MeV. Des énergies encore plus faibles seraient trop loin du domaine des énergies des autres fragments que nous observons, et n'apporteraient donc pas de résultats utiles. Cette restriction élimine une partie importante des marteaux. Nous en avons, de ce fait, conservé seulement 7, de longueurs 50^μ , 54^μ , 59^μ , 91^μ , 116^μ , 160^μ , 330^μ .

3) Paires d' α du ^8Be .

a) Existence de l'émission du ^8Be . On remarque parfois dans les étoiles cosmiques, deux traces voisines (faisant un angle de quelques degrés) dont l'aspect correspond à des particules α d'énergie modérée. Lorsque ces traces se terminent dans la plaque, on constate qu'elle ont souvent des longueurs comparables.

Bien que de telles paires soient rares, elles paraissent a priori nettement plus fréquentes que ne seraient de simples associations fortuites de particules α émises indépendamment les unes des autres au cours de l'évaporation du noyau. Nous vérifierons du reste ce point par la suite.

S'il ne s'agit pas de paires fortuites, il faut admettre qu'on a affaire aux produits de décomposition d'un noyau plus lourd émis au cours de la désintégration. L'hypothèse la plus simple est qu'elle proviennent d'un noyau de ^8Be se décomposant en vol suivant la réaction bien connue : $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$.

Ces paires ont été étudiées dans ce sens (PERKINS ^[8], CRUSSARD ^[26], HODGSON ^[27]).

Nous allons donner d'une façon détaillée le résultat de nos observations.

On peut voir de suite, d'après les renseignements que l'on possède sur ^8Be , que l'on se trouve dans un cas favorable pour observer le phénomène. D'une part, l'énergie de décomposition de ^8Be est faible (du moins dans l'état fondamental), comme diverses expériences l'ont montré ; c'est ce qui rend les trajectoires des deux α voisines, et permet de les remarquer facilement. D'autre part, la vie moyenne de ^8Be a été estimée par WHEELER à 10^{-15} à 10^{-16} sec. La longueur parcourue par le ^8Be avant désintégration serait donc de l'ordre de 10^{-6} cm., en supposant que la vitesse correspond à une énergie d'environ 3 MeV par nucléon, qui est de l'ordre des énergies des paires d' α observées. Cette distance est suffisante pour permettre au ^8Be de sortir largement de la zone d'influence du noyau émetteur (tout en restant trop faible pour être observable). L'énergie cinétique des 2 particules α dans le centre de gravité, aura donc une valeur bien déterminée (pour chaque niveau du noyau de ^8Be , du moins). Lorsque les trajectoires sont terminées dans la plaque, cette énergie pourra être calculée, ce qui permettra de justifier l'hypothèse faite sur la nature du phénomène observé.

L'énergie des α se déduit immédiatement de leur parcours. Nous avons utilisé la courbe obtenue par STEIGERT, TOOPS et SAMPSON ^[28] au moyen du calcul et d'observations dans des plaques Kodak N T A (analogues aux Ilford G5), en prolongeant cette courbe au-delà de $R=120^h$ en se servant de la courbe parcours-énergie des protons, qui en diffère très peu jusque là.

E_1 et E_2 étant les énergies cinétiques des deux α , le calcul donne immédiatement pour l'énergie de décomposition du ^8Be , Q (égale à l'énergie des deux α dans leur centre de gravité) :

$$Q = \frac{E_1 + E_2}{2} - \sqrt{E_1 E_2 \cos \alpha}$$

α étant l'angle au départ des deux trajectoires.

Lorsque α est faible et E_1 et E_2 peu différents, il est commode d'employer la formule approchée

$$Q = \frac{E_1 + E_2}{4} (\alpha^2 + \eta^2) \text{ en posant } \eta = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}$$

L'angle α a été obtenu en mesurant d'une part sa projection φ sur le plan de la plaque (au moyen d'un micromètre à échelles croisées placé dans l'un des oculaires), et d'autre part, les inclinaisons ψ_1 et ψ_2 sur ce même plan des trajectoires à leur départ. Cette dernière mesure a été faite au moyen d'une montre micrométrique qui a été adaptée au microscope et permet de mesurer les longueurs dans le sens vertical avec une erreur $< 1^\mu$. Pour évaluer ces longueurs (d'où l'on déduit les angles ψ), il faut naturellement tenir compte de la contraction des plaques au cours de leur développement. Celle-ci a été estimée en mesurant au microscope l'épaisseur des plaques en divers points (en utilisant un objectif à immersion dans l'huile). Une épaisseur moyenne est ainsi obtenue, sur une série de plaques ayant été développées à la fois; en la divisant dans l'épaisseur nominale primitive, on obtient le coefficient de contraction. Celui-ci se trouve compris entre $\frac{1}{2,3}$ et $\frac{1}{2,8}$ dans les séries de plaques qui ont

été utilisées. Sa valeur est assez bien définie, car on constate que l'épaisseur varie de moins de 5% d'un point à un autre des plaques (sauf très près des bords) et d'une plaque à l'autre dans une même série de développement.

Nous avons cherché de façon systématique les paires d' α de ce genre sur environ 2.200 étoiles, dont 1.200 d'au moins 7 branches. Nous n'avons noté de façon systématique que des paires dont les deux branches ont une longueur $\geq 50^\mu$ et pour lesquelles $\alpha < 25^\circ$. Ces deux conditions réunies signifient qu'on n'a compté de façon complète que les paires correspondant à $Q \leq 1$ Mev. Au-delà de cette valeur, d'autres paires ont été notées, mais elles ne représentent qu'une fraction de tous les cas présentés par les 2.200 étoiles examinées. Cette fraction va en diminuant au fur et à mesure que Q augmente. Elle reste certainement voisine de 1 tant que $Q < 1,5$ Mev.

Si l'on porte en fonction de Q les nombres de paires donnant Q compris dans des intervalles successifs de 50 Kev, on obtient l'histogramme de la Fig. 8. Il est possible que les valeurs qui y figurent pour Q compris entre 1 et 1,5 Mev soient un peu trop faibles.

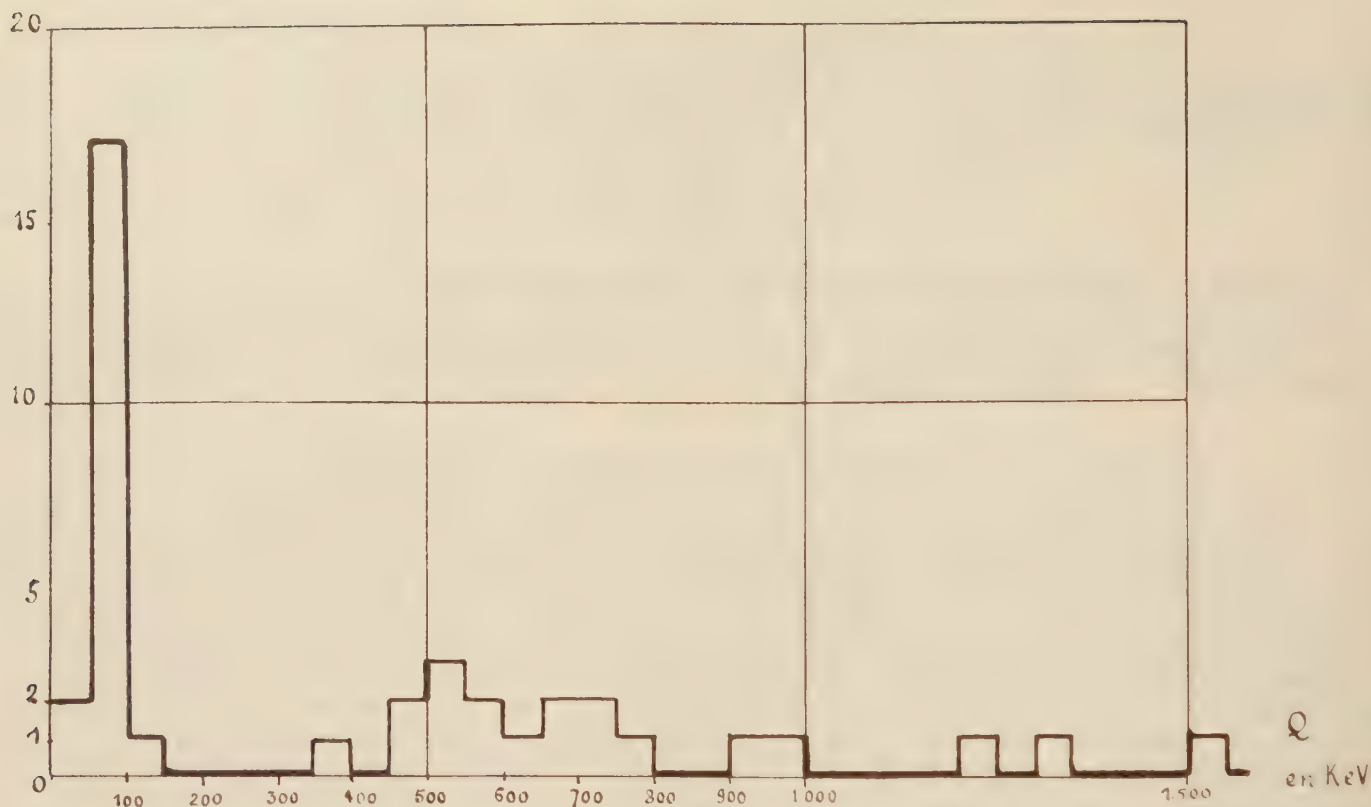


Figure. 8

Nombre de paires d' α observées dans 2.200 étoiles, en fonction de l'énergie des deux α dans leur centre de gravité.

En outre, 5 autres paires donnant compris entre 50 et 100 KeV ont été trouvées sur 320 étoiles d'au moins 7 branches et 250 étoiles de 3 à 6 branches, dans une recherche ne portant systématiquement que sur les paires à $Q < 200$ KeV environ.

La netteté du pic de l'intervalle 50-100 KeV, montre qu'on observe très vraisemblablement des noyaux du ^8Be émis dans leur état fondamental. L'énergie de désintégration de ce noyau est en effet bien connue et les valeurs trouvées sont comprises entre 70 et 100 KeV.

On peut renforcer cette conviction de plusieurs manières :

1°) S'il s'agit de la décomposition en vol d'un ^8Be , l'émission des α rapportée à leur centre de gravité doit être isotrope. Or, si l'on note, pour les 22 paires observées, les différentes directions des deux α par rapport à leur centre de gravité (en prenant pour repère la direction d'émission de ce centre de gravité), on trouve une répartition entièrement compatible avec l'isotropie.

2) On peut également vérifier que les paires observées ne sont pas dues à des coïncidences, en calculant quel est le nombre de ces coïncidences. Nous avons fait ce calcul en supposant que les α sont émis de façon isotrope, suivant un spectre d'énergie donnée par la théorie de l'évaporation nucléaire, et que la proportion des particules α dans les branches d'évaporation est de $\frac{1}{4}$, comme cela a été observé par divers auteurs (notamment PERKINS [29]).

Nous avons trouvé que le nombre total d'associations fortuites de particules α de longueur $\geq 50^\mu$ qui donneraient, si on les supposait provenir de ^8Be , un Q compris entre 50 et 100 KeV, serait d'environ $\frac{1}{2}$ pour les 2.770 étoiles que nous avons examinées (au lieu des 22 qui ont été observées (1)).

(1).- Voici comment ce calcul a été fait :

Soit une particule α d'énergie E_1 . Pour qu'un autre α d'énergie E forme avec elle un "faux ^8Be " (association fortuite), il doit être tel que :

$$50 \text{ KeV} < Q < 100 \text{ KeV, c'est-à-dire sensiblement } \frac{0,1}{E_1} < \alpha^2 + \eta^2 < \frac{0,2}{E_1}$$

La fraction f des particules répondant à cette condition, sera pour chaque valeur de η (donc de E) égale à $\frac{\Delta \omega}{4\pi}$, $\Delta \omega$ étant l'angle solide correspondant à l'intervalle possible d'après la relation ci-dessus.

Les angles étant petits, $\Delta \omega = 2\pi \alpha \Delta \alpha = \pi \Delta (\alpha^2)$

d'où :

$$f = \frac{1}{40E} \quad \text{pour} \quad \eta^2 < \frac{0,1}{E_1}$$

$$f = \frac{1}{40E} - \eta^2 \quad \text{pour} \quad \frac{0,1}{E_1} < \eta^2 < \frac{0,2}{E_1}$$

$$f = 0 \quad \text{pour} \quad \eta^2 > \frac{0,2}{E_1}$$

Nous admettrons d'autre part, un spectre d'énergie des α donnés par la théorie de l'évaporation, en supposant une température constante, T , au cours de l'évaporation. Ce spectre est, V étant la barrière de potentiel pour les α ,

$$n(E) dE = \frac{E - V}{T^2} e^{-\frac{E - V}{T}} dE$$

(suite du renvoi de la page 41).

T et V sont calculés en supposant qu'il s'agit des noyaux lourds de l'émulsion, Ag et Br : on voit aisément que la part des paires fortuites sur les 1.250 étoiles de moins de 7 branches que nous avons examinées est négligeable par rapport à celle des 1.520 étoiles d'au moins 7 branches. Du reste toutes les paires que nous avons observées sont dans ces dernières.

T et V sont calculés en fonction de l'énergie d'excitation initiale du noyau U.

D'après Le COUTEUR [30]

$$U = 0,17 \text{ AT}^2 \quad (Z, A, r : \text{charge, numéro atomique et rayon du noyau})$$

$$V = 0,9 \frac{2Ze^2}{r_\alpha + r} \frac{1}{1 + U/200} \quad (r_\alpha : \text{rayon de la particule } \alpha)$$

Le terme $\frac{1}{1 + \frac{U}{200}}$ a été introduit pour tenir compte de la réduction

de la barrière de potentiel aux hautes énergies d'excitation, que BAGGE a expliquée par des oscillations de surface.

U est calculé en fonction du nombre n de branches d'évaporation de l'étoile.

Nous admettons :

nombre de protons évaporés : $\frac{3}{4} n$

neutrons : $1,3 \times \frac{3}{4} n \simeq n$

particules α : $\frac{1}{4} n$.

En tenant compte d'une énergie de liaison de 7,7 MeV pour les protons et neutrons, 3 MeV pour les α

$$U = \frac{3}{4} n (E_p + 7,7) + n (E_n + 7,7) + \frac{n}{4} (E_\alpha + 3)$$

E_p , E_n et E_α sont les énergies moyennes des protons, neutrons et α , égales respectivement à $2T + V_p$, $2T$, $2T + V$ (V_p étant la barrière de potentiel pour les protons).

Les trois dernières formules écrites, complétées par

$$V_p = 0,9 \frac{2Ze^2}{r_p + r} \frac{1}{1 + U/200},$$

permettent de calculer UV et T.

Nous avons dans ce calcul $Z=54$; $A=97$, valeurs correspondant à un noyau intermédiaire entre Ag et Br.

Le spectre d'énergie des particules α étant ainsi déterminé (pour chaque type d'étoiles), nous obtenons la probabilité pour qu'un α fasse "un faux ^8Be " avec un autre α d'énergie E_1 :

(suite du renvoi des pages 41 et 42).

$$J(E_1) = \int_{\eta = -\sqrt{\frac{0,2}{E_1}}}^{\eta = \sqrt{\frac{0,2}{E_1}}} \frac{E_1 - V}{T^2} e^{-\frac{E_1 - V}{T}} dE$$

Pour une étoile ayant $\frac{n}{4}$ particules α , le nombre probable de faux ^8Be de longueur $\geq 50^\mu$ ($E_1 \geq 9,5 \text{ MeV}$) sera

$$N_n = \frac{\frac{n}{4} \left(\frac{n}{4} - 1 \right)}{2} \int_{9,5}^{\infty} J(E_1) \frac{E_1 - V}{T^2} e^{-\frac{E_1 - V}{T}} dE_1$$

Nous trouvons ainsi par les formules ci-dessus pour :

$$n = 8, \quad N_n = 0,35 \cdot 10^{-3}$$

$$n = 16, \quad N_n = 1,9 \cdot 10^{-3}$$

Nous connaissons d'autre part, au moyen d'une statistique établie par Melle BOUSSER et MM. DELLA CORTE, JAUNEAU et PEYROU [31] sur une partie des plaques utilisées au cours de ce travail, les nombres relatifs d'étoiles en fonction du nombre de leurs branches. Nous avons d'autre part, déterminées approximativement la variation du nombre moyen de branches d'évaporation, n , en fonction du nombre total de branches. D'où le nombre d'étoiles en fonction de n , $\nu(n)$, et enfin le nombre moyen de "faux ^8Be " par étoile d'au moins 7 branches ;

$$P = \frac{\sum_7^{40} \nu(n) N_n}{\sum_7^{40} \nu(n)}$$

Le calcul donne : $P = 0,45 \cdot 10^{-3}$

Pour les 1.520 étoiles examinées, ceci donnerait 0,68 faux ^8Be .

En outre, certaines paires ne seraient pas comptées du fait qu'elles sortiraient de l'émulsion. En admettant une longueur moyenne de 100^μ , correspondant à nos mesures, la fraction restant dans la plaque serait 0,75.

D'où finalement, le nombre total probable de "faux ^8Be " : 0,51 soit environ $\frac{1}{2}$.

(Fin du renvoi de la page 41).

Nous pouvons donc affirmer que les paires observées proviennent bien de noyaux ^8Be se décomposant en vol.

b) Précision de la mesure de l'énergie de désintégration.
De plus, l'ensemble de nos mesures permet de donner une valeur de Q . La seule difficulté est la question de la précision. Les causes d'imprécision sont :

1) l'erreur sur les énergies due :

- a) au straggling
- b) à l'erreur sur la mesure des parcours
- c) à l'imprécision de la relation parcours-énergie.

2) l'erreur sur l'angle α due :

- a) au scattering
- b) aux erreurs sur les mesures des angles horizontaux (φ)
- c) " " " " " " verticaux (ψ)

Dans l'ensemble, les erreurs 1) sont plus faibles que les erreurs 2). Il en résulte que les paires qui fournissent une bonne mesure de Q sont surtout celles où l'angle α est faible, et où les deux trajectoires ont, par contre, des longueurs assez différentes (cas où la direction d'émission des α dans le système de leur centre de gravité est sensiblement parallèle à la direction d'émission du noyau de ^8Be).

L'erreur 1) a) (straggling) est négligeable

L'erreur 1) c) également, car la valeur de Q dépend surtout de la différence des énergies E_1 et E_2 , différence qui varie extrêmement peu si l'on modifie légèrement la courbe parcours-énergie admise.

L'erreur 1) b), comme on le voit facilement, est proportionnelle à $\eta = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}$. En supposant que les longueurs sont mesurables avec une erreur égale à $\pm 1\mu$, ce qui est souvent le cas, on voit aisément que Q est affecté d'une erreur ΔQ de l'ordre de $\pm 70\eta$ (en KeV). Q étant constant, η est maximum lorsque $\alpha = 0$. Pour des trajectoires d'une longueur de 100μ (moyenne des cas observés), si $\alpha = 0$, $\eta = 0,114$; $\Delta Q \approx \pm 8$ KeV, soit environ 10%. Lorsque α n'est pas nul, cette erreur est plus faible. Il arrive aussi qu'on puisse déterminer les longueurs avec une erreur $< 1\mu$, ce qui diminue le ΔQ correspondant.

La plus grosse difficulté réside dans la mesure de l'angle α .

Une limite inférieure de $\Delta\alpha$ est d'abord donnée par le scattering. β_0 étant la vitesse de la particule, l'angle moyen de scattering sur une longueur x est donné par :

$$\bar{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{E_0}{Mc^2} \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta^2} \sqrt{\frac{x}{X_0}}$$

(angle avec l'espace)

Pour les plaques C5 :

$$E_0 = 21 \text{ MeV}$$

$$\frac{1}{X_0} = 33,9 \cdot 10^{-6} \mu^{-1}$$

Pour une particule alpha, on a donc, lorsque β est faible :

$$\bar{\alpha} = \frac{0,048}{E} \sqrt{x}$$

E énergie en MeV de la particule à l'endroit considéré

X en μ

Pour la détermination de l'angle au départ, nous utilisons en pratique des longueurs de trajectoires de l'ordre de 20μ . Une particule alpha de 100μ de parcours (15 MeV d'énergie) tournera donc en moyenne sur ces 20μ , d'un angle :

$$\Delta \alpha \approx \frac{0,048}{15} \sqrt{20} = 0,014.$$

L'angle de deux trajectoires semblables ne pourra donc être connu qu'avec une erreur d'au moins $\pm 0,014$ (et non $2 \times 0,014$: l'angle de

la tangente au départ et de la corde reliant l'origine au point $\alpha=20 \mu$

sera $\frac{\Delta \alpha}{2}$ en moyenne, ce qui donne à chaque trajectoire un cône d'indétermination ayant un angle au sommet $\Delta \alpha$, et non $2 \Delta \alpha$).

En pratique, la précision que l'on peut obtenir sur α est très variable. Elle dépend de l'aspect des traces, de leur inclinaison, de la grosseur des grains, etc... Grâce à la montre micrométrique, l'angle en profondeur ψ peut être presque aussi bien déterminé que ψ , mais en ajoutant les carrés des erreurs provoquées par les imprécisions $\Delta \psi$ et $\Delta \psi$, il est rare que l'on obtienne un $\Delta \alpha$ inférieur à 0,02. Parfois il atteint jusqu'à 0,05.

Nous avons donc jugé nécessaire d'estimer la précision sur chaque cas. Dans ce but, nous avons répété plusieurs fois chaque mesure (~ 10 à 20 fois), en évaluant chaque fois la grandeur à mesurer, et son intervalle possible. L'erreur $\pm \Delta \alpha$ est appréciée ainsi, de même que l'erreur sur la mesure du parcours, à laquelle correspond une erreur $\pm \Delta \eta$. On calcule alors les limites de l'intervalle possible de Q, à savoir :

$$\frac{E m}{2} \left[(\alpha - \Delta \alpha)^2 + (\eta - \Delta \eta)^2 \right] \text{ et } \frac{E m}{2} \left[(\alpha + \Delta \alpha)^2 + (\eta + \Delta \eta)^2 \right]$$

c) Résultats. Les résultats sont les suivants, pour les 22 paires donnant $Q \leq 100 \text{ KeV}$:

Longueur des trajectoires l_1 en μ l_2 en μ		Q KeV	Intervalle possible pour Q, ΔQ KeV	Energie cinétique par nucléon du ^8Be émis en MeV
107	77	77	65 - 90	3,4
226	215	76	63 - 90	5,7
118	91	94	80 - 114	3,7
112	76	92	70 - 118	3,5
112	87	89	80 - 99	3,4
174	152	91	74 - 112	4,8
176	159	65	45 - 93	4,8
93	92	47	36 - 60	3,5
139	109	74	53 - 90	4,1
86	62	76	64 - 90	3,0
190	144	65	58 - 77	4,8
104	85	63	37 - 93	3,5
86	68	68	42 - 100	3,1
222	202	86	57 - 119	5,5
92	76	89	51 - 140	3,3
60	60	66	36 - 102	2,7
81	67	97	50 - 160	3,1
58	50	79	53 - 125	2,5
89	82	82	57 - 128	3,3
104	67	100	60 - 150	3,5
56	50	85	45 - 140	2,5
62	59	45	20 - 70	2,7

Nous adoptons comme valeur de Q la moyenne des mesures ci-dessus en affectant chacune d'un poids inversement proportionnel à $(\frac{\Delta Q}{Q})^2$ de façon à tenir compte de la capacité informative de chaque mesure.

D'autre part, les 10 premières lignes du tableau concernent des paires de trajectoires ayant nettement l'aspect de traces de particules α . Parmi les 13 dernières, l'aspect est aussi compatible avec des particules α , mais avec un certain doute, provenant de la longueur moins grande des traces, ou de l'inclinaison plus forte, ou de l'aspect général de la plaque. Nous séparons donc les Q calculés sur les 10 premières du tableau des autres.

Les premières donnent : $Q = 82$ KeV
Les deuxièmes " : $Q = 72$ KeV.

Nous adoptons en dernier lieu la valeur : $Q = 80$ KeV.

L'erreur résultant de ces diverses mesures est difficile à estimer. Dans l'impossibilité de la calculer d'une manière rationnelle, nous adopterons une erreur sensiblement égale à celle des deux mesures

les plus précises (et voisines de celle de 5 autres cas), et nous écrivons :

$$Q = 80 \pm 10 \text{ KeV.}$$

Par un procédé analogue, HODGSON [27] a trouvé $Q = 82 \text{ KeV}$, sur 18 paires d' α correspondant à des noyaux de ^8Be émis avec une énergie en moyenne sensiblement plus faible que ceux du tableau ci-dessus.

Ces résultats sont en accord avec les mesures les plus récentes de l'énergie de désintégration du ^8Be : HEMMENDINGER [32] (par la photodésintégration du ^9Be) $Q = 103 \pm 10 \text{ KeV}$. TOLLESTRUP, FOWLER et LAURITSEN [33] (par $^9\text{Be} + ^1\text{H} \rightarrow ^8\text{Be} + ^2\text{H}$) $Q = 89 \pm 5 \text{ KeV}$. CARLSON [34] (par $^9\text{Be} + ^1\text{H} \rightarrow ^8\text{Be} + ^2\text{H}$) $Q = 77,5 \pm 4 \text{ KeV}$.

Ce procédé de mesure de l'énergie de décomposition du ^8Be que nous avons utilisé n'est probablement pas le meilleur, au point de vue de la précision du résultat. Mais il est amusant de voir que l'observation de phénomènes liés au rayonnement cosmique peut conduire parfois à des mesures portant sur de modestes milliers d'eV, alors que l'unité habituelle dans ce domaine est plus souvent le milliard.

4) Autre paires d' α .

a) Emission possible de ^9Be excités instables. Revenons maintenant au diagramme de la Fig. 8 donnant le nombre de paires d' α observées en fonction de Q sur un total de 2.200 étoiles. Nous allons nous préoccuper de la partie située à droite du pic du ^8Be dans son état fondamental.

On remarque une accumulation formant, non pas un pic, mais une colline entre $Q=450 \text{ KeV}$ et $Q=800 \text{ KeV}$. Par un calcul analogue à celui qui a été fait plus haut, on peut chercher le nombre de coïncidences formées de particules α qui correspondrait à une énergie cinétique totale Q dans le système de leur centre de gravité comprise entre 450 et 800 KeV. On trouve par étoile environ $7 \cdot 10^{-3}$ coïncidences. Le facteur géométrique de perte est ici un peu plus faible que pour les paires donnant $Q = 50$ à 100 KeV , par suite de l'angle un peu plus grand, et de la longueur moyenne un peu plus grande des paires effectivement observées (115 au lieu de 100) : il vaut environ 0,60. Pour les 1200 étoiles observées, on aurait donc :

$$7 \cdot 10^{-3} \times 0,6 \times 1.200 = 5 \text{ coïncidences}$$

au lieu des 13 observées entre $Q=450$ et $Q = 800 \text{ KeV}$.

La différence, sans être aussi nette que pour le ^8Be fondamental, est malgré tout sensible.

On peut se demander si l'effet observé ne provient pas en réalité de ce que le nombre de coïncidences pour un intervalle ΔQ donné

50 KeV par exemple) augmente avec Q , comme il est facile de le voir. Mais en plus de la différence qui subsiste entre les nombres observés et calculés, on ne peut pas expliquer par des coïncidences la diminution du nombre de paires que l'on observe au-delà de 800 KeV. Il est vrai qu'au-delà d'une certaine valeur de Q des paires ont pu n'être pas comptées, à cause de la valeur trop grande de α . Mais la proportion en est certainement très faible jusqu'à $Q=1000$ KeV en tous cas. Nous estimons donc que l'accumulation observée reflète probablement un phénomène véritable, qui ne peut être que l'émission d'un noyau instable se désagrégeant en vol.

S'il s'agissait de ^8Be , ces noyaux devraient être émis dans un état excité à 500 ou 600 KeV. Ce niveau n'a jamais été observé, et son existence, si peu au-dessus du niveau fondamental, paraît peu probable.

Il se peut que le noyau émis se décompose non en 2, mais en 3 particules. Il s'agirait dans ce cas d'un ^9Be excité = $^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + \text{N} + Q'$.

L'énergie Q des deux α dans leur centre de gravité pourrait alors évidemment avoir toutes les valeurs allant de 0 à Q' . Si on admet arbitrairement que le maximum de ce spectre continu correspond à peu près au cas de l'émission des 3 particules dans 3 directions faisant $\frac{2\pi}{3}$ entre-elles, on voit qu'il se trouve vers $Q = \frac{2}{3} Q'$. Les paires observées seraient donc compatibles avec un tel spectre continu se terminant vers $Q' = 900$ KeV, avec maximum vers 600 KeV.

Partant de cette hypothèse, on peut calculer le niveau du ^9Be qui donnerait cette décomposition, avec $Q' = 900$ KeV. On trouve, en prenant les masses des noyaux indiqués par LI, WHALING, FOWLER et LAURITSEN [35] un niveau excité à 2,47 MeV.

Or, un niveau du ^9Be à 2,42 MeV a été trouvé par Van PATTEN et BUECHNER [36], par l'étude de la réaction $^{11}\text{B}(\alpha, \alpha)$. La théorie en a été donnée par MULLIN et GUTH [37], qui considèrent ^9Be comme formé d'un neutron soumis au champ d'un ^8Be . Ce niveau serait en réalité un doublet ^2D à spin totaux $\frac{5}{2}$ et $\frac{3}{2}$, à énergies très voisines.

On peut voir que ces états ont très peu de chances de se désintégrer en deux particules, suivant $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + \text{N}$.

En effet, la conservation de la parité impose dans ce cas, au neutron de partir dans un état D (ceci aussi bien pour l'état de départ $\text{D}_{3/2}$ que $\text{D}_{5/2}$)

Cette réaction n'aura une probabilité appréciable que pour une énergie du neutron grande (plusieurs MeV au moins). Elle est donc très peu probable dans le cas envisagé, où l'énergie du neutron serait 0,75 MeV.

On aura de préférence la décomposition en 3 particules, donnant un spectre du genre de celui qui est observé.

Nous admettons donc qu'une partie des paires d' α (plus de la moitié) observées dans la zone $Q = 450$ à 800 KeV peuvent provenir de noyaux de ^8Be émis avec une excitation de $2,45$ MeV environ. Mais les cas observés ne sont pas assez nombreux pour qu'on puisse l'affirmer de façon certaine.

b) Niveaux supérieurs du ^8Be . Au-delà de $Q = 1.000$ KeV, aucune recherche systématique sur des paires de particules α n'a été faite. Cependant, plusieurs paires ont été notées, donnant $Q = 1,5, 2,2, 2,8, 3,9$ et 5 MeV. Les longueurs des trajectoires vont de 100 à 950μ . Bien qu'on ne puisse pas être certain qu'il ne s'agisse pas de simples coïncidences, il se peut que ces paires correspondent à des ^8Be émis dans les états excités de 2 à 4 MeV environ, états bien connus, et qui sont en particulier responsables des traces en α râteaux.

c) Observation d'un ^{16}O instable. Avant de quitter les paires d' α , signalons le cas d'une étoile où 2 paires dues au ^8Be fondamental sont émises dans la même étoile, les 4 particules α s'arrêtant dans l'émulsion. Les énergies cinétiques des ^8Be sont $28,3$ et $27,9$ MeV; ils font un angle de 37° entre eux. Si l'on suppose qu'il s'agit d'un noyau ^{16}O excité se désintégrant en deux ^8Be , on trouve pour l'énergie de décomposition de ce noyau $5,6 \pm 1$ MeV. Les masses donnant $2\ ^8\text{Be} - ^{16}\text{O} = 14,65$ MeV, le niveau supposé de ^{16}O se situerait à $20,25 \pm 1$ MeV.

PERKINS [8] a observé un cas analogue, donnant un niveau à $22,85$ MeV. Cette valeur est en meilleur accord que la nôtre avec le niveau qui a été observé par NEWSON [36] en 1937 au moyen de la réaction $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$, niveau situé vers $23,9$ MeV avec une décroissance rapide à droite, et lente à gauche jusqu'à $20,7$ MeV. Néanmoins, comme la mesure de l'angle des deux ^8Be n'est pas très précise, il est possible que ces 2 paires correspondent malgré tout à l'émission d'un ^{16}O dans cet état excité.

5) Indications sur d'autres associations angulaires possibles.

D'autres associations de branches voisines terminées dans l'émulsion ont été examinées. Il semblerait ainsi exister les associations suivantes :

1°) α et proton. En supposant qu'il s'agisse de $^5\text{Li} \rightarrow \alpha + ^1\text{H} + Q$, Q peut être évalué par la formule :

$$Q = \frac{8}{5} \left(\frac{E_1 + E_2}{2} - \sqrt{E_1 E_2} \cos \alpha \right)$$

où E_1 est l'énergie du proton, E_2 l'énergie par nucléon de la particule α , α l'angle au départ des deux trajectoires.

Un maximum paraît exister pour Q compris entre 40 et 130 KeV. Ce maximum ne correspond à aucun niveau de ${}^6\text{Li}$. Si l'on suppose qu'il s'agit de ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^2\text{H} + \text{N}$, on trouve qu'il s'agirait d'un niveau excité à 3,9 MeV. Un tel niveau n'est pas connu.

2°) α et ${}^2\text{H}$. Dans de telles paires, la particule de charge 1 est en moyenne deux fois plus longue que la particule α . Si on suppose ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^2\text{H} + Q$, on aurait :

$$Q = \frac{8}{3} \left(\frac{E_1 + E_2}{2} - \sqrt{E_1 E_2} \cos \alpha \right)$$

E_1 et E_2 étant les énergies par nucléon des deux particules. On observe un maximum relatif entre $Q=300$ et $Q=800$ KeV. La valeur moyenne, 5550 KeV, correspondrait à un niveau de ${}^6\text{Li}$ à 2,1 MeV environ.

Or, il existe un niveau à 2,187 MeV observé dans la réaction ${}^9\text{Be}(\text{n}, \alpha){}^6\text{Li}$ [38].

Malgré cette concordance, il paraît peu probable que l'on observe véritablement ici une décomposition ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^2\text{H}$. En effet, en assimilant ${}^6\text{Li}$ à un ensemble de 2 particules, α et ${}^2\text{H}$, le niveau à 2,187 MeV ne peut être que le premier niveau, soit $1s$ (par analogie avec la théorie du deutéron). Il est donc pair et de spin 0. Au 2ème membre,

α et ${}^2\text{H}$ sont pairs; la conservation de la parité impose donc un moment orbital l pair. Or, d'après la conservation du moment angulaire, on aurait $l=1$ (spin du ${}^6\text{Li}$ et $\alpha=0$, spin du ${}^2\text{H}=1$). La réaction envisagée n'est donc théoriquement pas possible.

D'ailleurs le nombre de paires observées dans les deux cas ci-dessus décrits n'est pas suffisant pour que l'on puisse écarter de façon certaine les coïncidences (12 paires observées dans chaque cas).

Aucune conclusion ne peut donc en être retirée pour l'instant. Il faut se contenter de signaler ces cas comme de simples possibilités.

Il est bien probable que divers noyaux instables sont émis dans les étoiles et pourront peu à peu être identifiés au moyen de leurs produits de désintégration. Certains ont du reste déjà été signalés : PERKINS [8] a observé 3 cas de ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^1\text{H}$ et deux cas où ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. HODGSON [39] a signalé un exemple curieux qu'il attribue à ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^1\text{H} + {}^2\text{H} + {}^3\text{H}$, l'énergie de réaction étant presque nulle.

DEUXIEME PARTIE

LES FRAGMENTS LOURDS dans les ETOILES

Dans toute cette première partie, nous avons considéré les fragments lourds comme des individus isolés, et vu comment l'on parvient, avec plus ou moins de sûreté, à mesurer leur charge et leur énergie.

Nous allons maintenant les replacer dans leur cadre, l'étoile dont ils font partie, et tâcher de voir comment se produit leur émission.

Parmi les différents chercheurs qui ont observé ces fragments lourds, PERKINS a déjà signalé la difficulté qu'il y a à expliquer l'expulsion de fragments rapides, d'énergie nettement supérieure à celle correspondant à la barrière de potentiel du noyau émetteur. Il cherche cette explication dans un processus de fission, tout en admettant que ce mécanisme ne peut conduire à l'émission des fragments les plus rapides parmi ceux qui sont observés. SØRENSEN mentionne la même difficulté en ce qui concerne les α rapides des étoiles, dont le mécanisme d'émission est sans doute le même que celui de ces fragments. Nous allons voir quelles sont les conclusions que l'on peut tirer de l'observation d'une centaine de ces fragments.

Nous examinerons principalement :

1°) la probabilité d'émission d'un fragment, suivant le type de l'étoile;

2°) la direction de cette émission, par rapport à celle de la particule incidente.

C H A P I T R E I

CLASSIFICATION des ETOILES à FRAGMENTS.

LISTE des FRAGMENTS .

A - CLASSIFICATION SUIVANT la NATURE du PRIMAIRE.

Une première remarque s'impose. Lorsqu'un noyau lourd du rayonnement primaire cosmique heurte un noyau de la plaque, on observe fréquemment, dans l'étoile ainsi produite, une trace correspondant à un fragment lourd rapide, faisant souvent un angle assez faible avec le primaire. Ce fragment est un résidu du noyau incident, ralenti par la collision, et ayant perdu un certain nombre de nucléons arrachés par un choc direct, ou évaporés.

Nous avons cherché à éliminer entièrement les fragments de cette nature, dont la production est facile à expliquer. Pour cela, et également pour étudier la direction d'émission par rapport à la particule incidente, nous avons observé principalement des fragments dans les étoiles à primaire de charge $Z=1$ (qui comprennent surtout des protons primaires, mais aussi sans doute quelques mésons π). Nous mettrons à ces fragments l'étiquette de la classe A.⁽¹⁾

La classe A comprend 99 fragments.

Elle a été divisée elle-même en deux, A_1 et A_2 , A_1 comprenant les étoiles à primaires sûr (ou pratiquement sûr), et A_2 celles à primaire seulement probable.

Le criterium pour la classe A_1 est le suivant : le primaire est considéré comme sûr s'il est la seule branche au minimum d'ionisation de l'hémisphère supérieur. En outre :

1) pour les étoiles à 3 traces au minimum, ou plus, émises dans l'hémisphère inférieur, le prolongement du primaire doit se trouver dans la pyramide qu'elles délimitent.

(1). Nous désignerons souvent par la suite du terme "primaire" la particule incidente qui provoque la désintégration. Il est entendu que ce terme n'implique aucune hypothèse sur l'origine de la particule.

2) S'il y en a deux, ce prolongement doit se projeter sur le plan des deux traces entre ces dernières, et ne pas s'écarter de plus de 30° de ce plan.

3) S'il y en a une seule, elle doit faire 30° au plus avec le primaire prolongé. En outre, le primaire doit se trouver en gros en face de la moyenne des traces dites "grises" (c'est-à-dire d'ionisation ≤ 6 fois minimum, tout en étant supérieur à ce minimum).

4) S'il n'y a pas de traces au minimum émises, le primaire doit remplir cette dernière condition relative aux traces "grises". Il est impossible de la préciser davantage, car il faut attribuer aux traces grises un poids d'autant plus grand que leur ionisation est plus faible.

L'hypothèse d'un primaire de $Z \geq 2$ a été également examinée. On a cherché dans ce but les traces d'ionisation égales à 4 fois le minimum (par comptage de grains), ainsi que les traces plus ionisantes dont la longueur trop courte ne permet pas de dire si on a affaire à un proton émis (le plus probable), ou un noyau lourd incident (qui, sur une longueur suffisante, se reconnaîtrait par le scattering très faible, ou les rayons δ pour $Z \geq 5$). Si une ou plusieurs traces de ce genre existent dans l'hémisphère supérieur et "en face" des branches rapides émises, l'étoile n'est pas retenue dans la classe A_1 , en principe.

La Classe A_2 (primaires probables, dans quelques cas même douteux) comprend surtout :

1°) des étoiles ayant une seule trace au minimum d'ionisation dans l'hémisphère supérieur, mais dont l'orientation générale n'est pas nettement indiquée par les branches émises ;

2°) des étoiles ayant 2 ou plus de 2 branches au minimum dans l'hémisphère supérieur, le choix du primaire étant fait par la disposition des particules rapides émises ;

3°) des étoiles où une ou plusieurs branches de l'hémisphère supérieur pourraient, à la rigueur, correspondre à un primaire de $Z \geq 2$.

Bien entendu, ces définitions ne sont pas absolues : ainsi une étoile à 2 branches au minimum vers le haut peut être malgré tout de la classe A_1 si l'une d'elles est en face d'une gerbe de mésons bien nette. Par contre une étoile répondant aux conditions de la classe A_1 sera cependant classée en A_2 si son centre ne se trouve pas très loin de la surface de l'émulsion, ou du verre de la plaque, ce qui rend possible à certaines traces au minimum d'ionisation d'échapper à l'observation.

Cette classe A_2 contient également 8 cas d'étoiles à neutron primaire probable. Ce sont des étoiles où aucune branche ne peut correspondre à un primaire lourd, et dans lesquelles la direction du neutron incident est suffisamment bien définie par les particules rapides émises.

La verticale est connue par la position du paquet au cours du vol. Les plaques étaient disposées verticalement de sorte que la verticale est dans le plan des plaques. Il est probable que les oscillations du paquet sont faibles au cours du plafonnement en haute altitude.

Une classe B comprend 7 cas de fragments observés dans des étoiles produites par une particule α rapide (4 fois le minimum d'ionisation).

Dans la classe C, qui comprend 31 fragments, nous avons des étoiles sans primaire repérable, qu'il soit au min. d'ionisation ou plus lourd. Cette catégorie comprend donc sans doute un mélange d'étoiles à neutron primaire, à primaire de $Z \geq 2$ non identifiés, ou même quelques cas de protons primaires ayant échappé à l'observation.

Les fragments observés dans les étoiles à primaire lourd ($Z \geq 3$) identifiés ont été systématiquement laissés de côté.

B - DEFINITION du TYPE des ETOILES.

Nous avons examiné le type de chaque étoile où figure un fragment, en notant le nombre de branches de chaque nature. On sait que les étoiles comprennent en gros 3 catégories de trajectoires, suivant la valeur de leur ionisation I (minimum d'ionisation : I_0).

1°) Traces au minimum d'ionisation : $I = I_0$. Nous les appellerons, pour abrégé, "traces blanches".

2°) "Traces grises" : $I_0 < I < I_1$; la valeur limite adoptée va de $5 I_0$ à $10 I_0$ environ suivant les auteurs.

3°) "Traces noires" : $I > I_1$.

Les premières sont en grande majorité (80% au moins, probablement environ 95% [40]) des mésons créés dans le premier choc du primaire sur un nucléon, et sans doute également, lorsque le primaire est très énergétique, dans les premiers chocs de la cascade nucléonique qui en résulte dans le noyau par collisions successives.

Les "traces grises" sont surtout les protons de cette cascade nucléonique (2ème phase); il s'y ajoute quelques 2H et 3H , et sans doute, quelques mésons π lents. Ces traces sont dirigées en majorité vers l'avant.

Les "traces noires" sont les produits de l'évaporation nucléaire, 3ème phase. Elles sont isotropes dans le système du noyau.

Nous n'avons pas pris de limite fixe pour la séparation des "traces blanches" et "grises". Cette limite varie un peu avec la longueur de la trace; elle est d'autant plus voisine de I_0 que la trace est plus longue.

Elle reste en tous cas $\leq 1,3 I_0$.

Pour la limite I_1 séparant les grises des noires, nous avons pris environ $6,2 I_0$, qui correspond à 40 MeV pour un proton. Cette limite n'est pas définie avec exactitude. L'ionisation est estimée par un comptage rapide des grains (qui ne peut être que très approximatif, pour une densité aussi forte), et par l'observation des lacunes; le repérage a été fait sur des protons terminés dans l'émulsion. Pour les traces fortement inclinées sur le plan de la plaque, seule une appréciation grossière peut être faite. Malgré les écarts qui en résultent sur les proportions de grises et noires dans chaque étoile, les résultats statistiques conservent leur valeur.

C - LISTE des FRAGMENTS OBSERVÉS.

Voici le tableau complet des fragments que nous avons observés. Dans la colonne "étoile", le premier chiffre donne le nombre total de branches (y compris le primaire). Les 3 chiffres entre parenthèses indiquent, dans l'ordre, le nombre de traces noires, grises et blanches (ces dernières ne comprennent pas le primaire).

θ est l'angle entre la direction d'émission du fragment et le primaire prolongé. Il a été évalué en mesurant sa projection ϕ sur le plan de la plaque et les angles ψ et ψ_1 faits avec ce plan par le fragment et le primaire.

θ' est l'angle fait avec la verticale descendante.

Lorsque la charge Z du fragment n'est pas certaine, sa valeur la plus probable est donnée; dans ce cas, les valeurs possibles sont indiquées à la suite entre parenthèses. Il en est de même pour l'énergie.

La définition de la dénomination $Z = "3 \text{ probable}"$ a été donnée précédemment : nous avons vu que cette catégorie comprend, sans doute, une petite proportion de particules α .

CLASSE A₁ : Etoiles à proton primaire sûr.

N°	Etoile	Z du fragment	$\xi = \frac{E}{A}$ Energie par nucléon en MeV.	Cos θ
1	28 (18-6-3)	8 (7-12)	4,4	0,98
2	15 (9-5-0)	8 (6-10)	4,8 (4,4-5)	0,60
3	22 (15-5-1)	8 (deux ⁸ Be)	3,5	0,83
4	15 (12-2-0)	7 (5-10)	3,1	0,94
5	9 (7-1-0)	7 (6-7)	7,6 (7-7,6)	0,51
6	30 (19-6-4)	7 (6-10)	3,3	- 0,01
7	24 (14-6-3)	7 (5- 9)	6,2 (5,4-7)	0,72
8	27 (15-11-0)	7 (5-10)	3,5 (3,1-3,5)	- 0,74
9	10 (8-1-0)	6	6,3	0,61
10	27 (14-7-5)	6	7,4	0,03
11	13 (10-1-1)	6 (5-6)	9 (8,2-9)	0,53
12	28 (16-8-3)	6 (5-7)	3,8	0,51
13	22 (15-4-2)	6 (5-8)	3,0	0,93
14	14 (10-3-0)	6 (5-7)	4,8 (4,4-5)	0,52
15	28 (17-3-6)	6 (5-7)	5,5 (4,7-6)	0,97
16	22 (18-3-1)	6 (4-10)	2,7 (2-2,7)	- 0,88
17	23 (15-4-3)	6 (4-10)	4,4 (3,5-5)	0,95
18	30 (20-4-5)	6 (5-8)	3,5 (3,3-3,8)	0,44
19	20 (10-6-3)	6 (5-10)	2,7 (2,5-2,8)	0,08
20	15 (10-8-8)	5	14	0,63
21	13 (8-3-1)	5 (4-5)	4,8 (4,1-4,8)	0,70
22	14 (8-3-2)	5 (4-6)	3,9 (3,2-4,2)	0,53
23	22 (16-9-2)	5 (4-8)	3,8 (3,1-4,5)	- 0,10
24	29 (18-7-3)	5 (4-6)	4,1 (3,5-4,4)	0,32
25	22 (14-6-1)	5 (4-6)	4,8 (4,2-4,8)	0,79
26	19 (12-5-1)	5 (4-6)	12 (11-13)	0,83
27	13 (6-6-0)	5 (4-7)	9 (8-10)	0,30
28	27 (13-7-6)	5 (5-6)	3,6	0,40
29	15 (11-3-0)	5	4,6	0,31
30	9 (7-1-0)	4 (3-4)	4,7 (4-4,7)	0,65
31	20 (15-4-0)	4 (3-4)	3,9 (3,2-3,9)	0,73
32	15 (8-3-3)	4 (3-4)	4,9 (4,2-4,9)	0,81
33	28 (2-18-8)	4 (3-6)	3,8 (3,5-4,6)	- 0,71
34	12 (6- 2-3)	4 (3-5)	3,2 (2,5-3,8)	0,28
35	22 (18- 2-1)	4 (⁸ Be)	3,3	0,90
36	22 (12- 8-1)	4 (")	2,5	0,87
37	29 (11- 2-5)	4 (")	3,3	0,13
38	11 (7- 1-3)	4 (")	5,6	0,59
39	13 (10- 2-0)	3 (⁸ Li)	5,2	- 0,42
40	22 (14- 6-1)	3 (")	2,6	- 0,04
41	9 (4- 3-1)	3 (")	2,8	0,71
42	18 (12- 4-1)	3 (")	4,4	0,57
43	22 (17- 3-1)	3 (")	7,7	0,77
44	14 (12- 1-0)	3	8,3	0,98
45	12 (6- 4-1)	3	12,5 (11-15)	0,25

N°	CLASSE: A ₁ étoile	(suite) Z du fragment	$\varepsilon = \frac{E}{A}$ Energie par nucléon en MeV	Cos θ
46	7 (6-0-0)	3	15 (15-19)	0,84
47	32 (18-9-8)	3	10 (9-11)	0,82
48	27 (11-5-10)	3 (3-4)	14 (13-15)	0,79
49	14 (9-4-0)	3 (3-4)	5,8 (5,3-6,7)	0,65
50	30 (17-10-2)	3	9 (8-11)	0,95
51	41 (18-10-12)	3	10 (7-15)	1,00
52	13 (10-1-1)	3	4,6	- 0,99
53	7 (5-1-0)	3 probable	7 (6-8)	0,84
54	7 (4-1-1)	3 "	7,8	0,06
55	21 (4-10-6)	3 "	14 (12-16)	0,92
56	21 (6-6-0)	3 "	12 (11-14)	0,63
57	33 (15-10-7)	3 "	12 (9-18)	0,87
58	21 (14-6-0)	3 "	13 (12-14)	0,77
59	27 (11-5-10)	3 "	9 (8-10)	0,86
60	22 (15-5-1)	3 "	7,6	0,32
61	25 (14-7-3)	3 "	10 (9-12)	0,72
62	21 (15-5-0)	3 "	10 (9-12)	0,49
63	35 (19-10-5)	3 "	6,4	0,10
64	21 (15-5-0)	3 (2-4)	3,8 (3,3-4,6)	0,65

CLASSE : A₂ (Proton ou neutron primaire probable).

N°	Etoile	Z	$\varepsilon = \frac{E}{A}$	Cos θ
1	25 (17-6-8)	8 (7-12)	5,7 (5,4-6)	- 0,59
2	22 (10-9-2)	8 (6-10)	6,8 (6-8)	0,79
3	24 (16-6-1)	8 (6-12)	3,4	0,26
4	15 (11-2-1)	8 (6-12)	3,4	0,58
5	20 (13-6-0)	8 (5-7)	9 (8,2-9,8)	- 0,08
6	28 (18-8-2)	6 (5-10)	3,8 (3,5-4,2)	0,66
7	16 (11-2-2)	6 (5-12)	6,5 (6-8)	0,87
8	40 (20-11-8)	5	9,4	0,90
9	46 (16-26-3)	5	9	0,71
10	23 (14-8-0)	5 (5-8)	6,2 (6,2-6,8)	- 0,05
11	29 (18-10-0)	5 (4-5)	9 (8-10)	0,72
12	18 (14-2-1)	5 (4-5)	7,6 (6,4-7,6)	0,94
13	15 (8-6-0)	5 (4-6)	9,1 (7,8-10,2)	0,91
14	24 (16-6-1)	5 (5-7)	5,7 (5,7-6,6)	- 0,01
15	11 (9-1-0)	5 (4-6)	7 (6-8)	- 0,21
16	17 (9-7-0)	5 (4-6)	7 (6-8)	0,35
17	17 (13-4-0)	4	21	0,67
18	37 (22-12-3)	4 (3-4)	13 (12-14)	0,90
19	7 (4-1-1)	4 (3-4)	12 (11-13)	0,82
20	30 (14-9-6)	4 (3-4)	7,7 (6,6-7,7)	0,04
21	40 (13-17-9)	4 (3-4)	7 (6,4-7)	0,01
22	20 (13-5-1)	4 (3-4)	6,3	0,29

CLASSE : A₂ (suite)

N°	Etoile	Z	$\varepsilon = \frac{E}{A}$	cos θ
23	26 (20- 4-1)	4 (⁸ Be)	3,1	0,29
24	16 (13- 1-2)	4 (")	3,1	0,98
25	28 (15- 8-4)	3 (")	2,5	- 0,72
26	16 (8- 4-4)	3 (")	3,7	0,75
27	10 (8- 1-0)	3 (⁸ Li)	3,6	0,06
28	33 (14-15-3)	3	15 (13-17)	0,91
29	46 (16-26-3)	3	12	0,96
30	17 (13- 3-0)	3 (3-4)	8,7 (8,7-9,2)	- 0,84
31	16 (10- 3-3)	3 probable	10 (8-13)	0,92
32	23 (14- 8-0)	3 " "	7 (6-9)	0,42
33	12 (9- 2-0)	3 " "	6,2	- 0,72
34	20 (15- 4-0)	3 " "	5,8	0,45

Les n°s 6,8, 17, 18, 20, 24, 26 et 31 correspondent à des étoiles à neutron primaire probable - La valeur de cos θ est alors approximative.

CLASSE : B (particule α primaire)

N°	Etoile	Z	$\varepsilon = \frac{E}{A}$	cos θ
1	21 (14- 5-1)	4 (⁸ Be)	2,7	0,32
2	22 (16- 5-2)	4	13 (12-14)	0,91
3	12 (7- 3-1)	3	12 (11-13,5)	0,88
4	23 (13- 5-4)	3 probable	9,8 (9-11)	0,09
5	60 (13-20-25)	3 " "	9,5 (8-11)	0,58
6	17 (7- 6-3)	3 " "	7,6	0,95
7	14 (5- 6-2)	3 " "	5,7	0,37

CLASSE : C (primaire non repéré)

N°	Etoile	Z	$\xi = \frac{E}{A}$	cos θ
1	18 (12- 6-0)	8 (6-10)	8 (7-9)	0,66
2	22 (17- 4-1)	7 (7-8)	16,1 (	0,94
3	24 (17- 5-2)	6 (5-7)	4,4 (4-4,5)	- 0,97
4	9 (5- 4-0)	5 (5-6)	7,3 (7,3 -8,2)	0,96
5	10 (6- 3-1)	5 (4-5)	8,5 (7,2 -8,5)	- 0,97
6	31 (19-10-2)	5 (4-6)	4,4 (3,8 -4,8)	0,11
7	25 (15 -6-4)	5 (4-5)	10 (9,5 -11)	- 0,19
8	11 (6- 4-1)	4	15	1,00
9	25 (20- 5-0)	4	8,1	0,98
10	13 (11- 3-0)	4 (4-5)	8,8 (8,8-10,5)	0,93
11	31 (9-10-3)	4 (4-5)	5,6 (5,6-6,7)	0,60
12	18 (14- 4-0)	4 (4-5)	5,2 (5,2-6,2)	0,05
13	15 (10- 4-1)	4 (3-6)	4,5 (3,5-5,7)	0,34
14	20 (13- 7-0)	4 (⁸ Be)	5,7	0,39
15	10 (9-1 -0)	4 (")	4,8	- 0,71
16	20 (13- 1-0)	4 (")	4,8	0,36
17	19 (11- 6-2)	4 (")	4,1	0,86
18	13 (5- 5-0)	4 (")	3,5	0,36
19	19 (5 -2-1)	4 (")	3,5	- 0,73
20	25 (20- 5-0)	4 (")	3,2	- 0,99
21	14 (8- 4-2)	4 (")	2,5	0,85
22	15 (10- 4-1)	3 (⁸ Li)	2,7	- 0,41
23	10 (9- 1-0)	3	16,2	0,74
24	9 (6- 3-0)	3	15 (14-17)	0,24
25	24 (17- 5-2)	3	12,8	0,93
26	22 (11-10-1)	3 (3-4)	12 (10-17)	0,86
27	6 (5- 1-0)	3 (3-4)	7 (7-8,5)	0,93
28	29 (14- 9-6)	3 (3-4)	6,6 (6,6-7,7)	0,52
29	13 (9- 3-1)	3 (3-4)	4,4 (4,4-6,2)	- 0,69
30	25 (15- 6-4)	3 probable	14	0,81
31	17 (12- 5-0)	3 "	11 (9-15)	0,64

Au total : Classe A₁ 64 fragments)

Classe A₂ 34 " ")

Classe B

Classe C

98 fragments

7 "

31 "

136 fragments

C H A P I T R E II

CARACTERES de l'EMISSION des FRAGMENTS .

A - PROBABILITE d'EMISSION des FRAGMENTS SUIVANT Le TYPE de l' ETOILE .

L'ensemble de ces particules a été trouvé dans l'examen d'environ 2.000 étoiles d'au moins 7 branches, auxquelles il faut ajouter environ 750 étoiles de 3 à 6 branches. Elles sont réparties dans 4 séries de plaques ayant été exposées à haute altitude au cours de différents vols, dont le plafonnement sont les suivants :

- 1ère série : 5 heures à moins de 61 gr/cm²
- 2ème série : 1/2 " " " de 26 gr/cm²
- 3ème série : 1 " " " de 31 gr/cm²
- 4ème série : 3 " " " de 30 gr/cm²

Pour trouver la fréquence des fragments dans les étoiles de différents types, nous avons utilisé la statistique établie par Melle F. BOUSSER et MM. DELLA-CORTE, JAUNEAU et PEYROU ^[31], au laboratoire de l'Ecole Polytechnique, qui donne les nombres totaux des étoiles de la 2ème série de plaques que nous avons utilisées en fonction du nombre de branches au minimum d'ionisation ("blanches") et des autres branches ("noires" plus "grises").

Les 4 séries n'étant pas identiques au point de vue des vols, les proportions des étoiles de différents types ne sont pas partout les mêmes que dans cette 2ème série. A défaut de données permettant de faire les corrections nécessaires, nous avons adopté ces proportions. Les courbes de vols sont malgré tout suffisamment analogues pour que les erreurs introduites soient relativement faibles. Nous avons d'ailleurs ajouté aux résultats de cette statistique ceux relatifs à 90 étoiles de la 1re série que nous avons examinées à ce point de vue, et qui donnent des proportions très semblables.

1) Remarque préliminaire.

Une première constatation s'impose : les fragments sont très rares dans les petites étoiles : un seul cas (étoile à 6 branches) dans les 750 étoiles de 3 à 6 branches examinées, contre une proportion d'un fragment pour 15 étoiles d'au moins 7 branches.

En faisant dans chaque cas le bilan des charges, on voit que sur les 136 fragments, trois (dont deux $Z = "3 \text{ probable}"$) pourraient à la rigueur provenir d'un noyau léger de l'émulsion (oxygène). Mais d'après Melle MANFREDINI [41] 50% des étoiles ayant 5 branches molles au plus proviennent des noyaux lourds (Ag et Br); cette proportion ne peut qu'augmenter notablement lorsqu'il ne s'agit que d'étoiles à 5 ou 6 branches molles, comme les 3 étoiles en question. Il est donc assez probable que ces fragments proviennent aussi de noyaux lourds.

Nous ne pouvons pas en conclure que l'émission de fragments par des noyaux légers est rigoureusement impossible. Cependant, on peut affirmer que sa probabilité en tout cas très faible, comparée à celle de l'émission par noyaux lourds (de l'ordre de 1/100 au plus, par noyau frappé).

Bien entendu, ceci n'est valable que pour les fragments assez énergiques auxquels nous avons borné notre étude : énergie par nucléon $\geq 2,5 \text{ MeV}$, ou mieux, énergie cinétique totale $\geq 20 \text{ MeV}$. A des énergies plus basses, on trouverait au contraire bon nombre de fragments lourds dans les petites étoiles, comme cela a été signalé notamment par HODGSON [4] pour ^8Be , et par HARDING [42] au moyen de l'étude des noyaux de recul dans les étoiles des plaques. Ces fragments lents sont en général les résidus de l'évaporation partielle de noyaux légers : le mécanisme de leur fonction est donc entièrement différent et bien plus facile à concevoir. Les expériences de COURTENAY - WRIGHT [43] faites au moyen du cyclotron de Berkeley, mettent aussi en évidence cette distinction : en étudiant la formation de ^8Be par bombardement (au moyen de protons et de deutons) de cible de diverses masses atomiques, il observe une forte diminution de la section efficace lorsque A augmente, avec une sorte de palier atteint pour $A=20$. Ces nombreux ^8Li formés dans les éléments légers seraient des résidus d'évaporation.

2) Résultats concernant les fragments.

Soient n le nombre de branches "noires" d'une étoile

g	"	"	"	"grises"	"	"
b	"	"	"	"blanches"	"	"

La répartition des 136 fragments observés est la suivante :

$n+q \backslash b$	0,1 ou 2	≥ 3	Total
5 à 10	20	2	22
11 à 15	26	6	32
16 à 20	30	9	39
> 20	18	25	43
Total	94	42	136

Divisons ces nombres par les nombres d'étoiles (d'au moins 7 branches) qui ont été observées dans chaque catégorie. Ces derniers sont obtenus approximativement en admettant la proportionnalité aux résultats des statistiques ci-dessus mentionnées.

On obtient ainsi le tableau suivant, donnant le nombre probable des fragments sur 100 étoiles, dans chaque catégorie (l'erreur englobe l'erreur probable sur le nombre des étoiles) :

$n+q \backslash b$	0,1 ou 2	≥ 3	Total
5 - 10	$2,4 \pm 0,8$	$0,85 \pm 0,55$	$1,9 \pm 0,6$
11 - 15	6 ± 2	7 ± 5	$6,2 \pm 1,8$
16 - 20	18 ± 7	21 ± 14	19 ± 6
> 20	50 ± 35	35 ± 19	40 ± 17
Total	$6,3 \pm 1,1$	$8,1 \pm 2,3$	$6,8 \pm 1,0$

On constate la très rapide augmentation de la fréquence des fragments avec la dimension de l'étoile, phénomène que PERKINS a également signalé. Cette augmentation est beaucoup plus rapide que celle de $n+q$ c'est-à-dire que le nombre de fragments émis par branche d'étoile augmente lui-même fortement avec la taille de l'étoile.

Par contre, l'influence des particules de gerbes paraît faible, sinon nulle. La décomposition des résultats ci-dessus suivant toutes les valeurs individuelles de ℓ ne montre rien de plus net. Ce résultat confirme les observations de PERKINS et de SØRENSEN. Il aura son importance dans les tentatives d'explication de l'émission des fragments.

Cependant, il semble bien que dans les assez petites étoiles (5 à 10 branches molles), la présence de particules de gerbes (mésons) défavorise un peu l'émission des fragments. L'augmentation de la probabilité d'émission est encore plus rapide pour $\ell > 3$ que pour $\ell = 0, 1$ ou 2 .

En décomposant d'autre part, les résultats précédents suivant la charge ou l'énergie des fragments émis, on trouve des répartitions très analogues, qui ne font apparaître aucune différence marquée de comportement entre fragments lourds et moins lourds ou lents et rapides. Il en est de même si on les sépare d'après la nature du primaire de l'étoile (Classes A et C).

2) Comparaison avec les résultats analogues concernant les particules

Il peut être utile de comparer le comportement des fragments à celui des particules α , en ce qui concerne la fréquence d'émission suivant le type de l'étoile.

Nous avons dans ce but examiné 256 étoiles d'au moins 7 branches, prises au hasard, et noté les trajectoires produites par les particules de charge 2, en nous bornant à celles correspondant à une énergie > 25 MeV environ pour une particule α . (Un minimum de l'énergie probable peut souvent être déterminé au moyen des rayons δ , même si la trajectoire sort de la plaque).

Nous avons ainsi noté 98 particules α de 25 MeV au moins. Elles ne constituent pas la totalité des α d'au moins 25 MeV dans les 256 étoiles examinées, car elles ne comprennent pas ceux qui n'ont pu être identifiés de façon sûre, par suite notamment de leur forte inclinaison.

En divisant les nombres de ces α par ceux des étoiles de chaque type (évaluées comme pour les fragments), nous obtenons, pour chaque catégorie d'étoiles, les fréquences d'émission de particules repérables d'énergie > 25 MeV.

(en nombre de particules α pour 100 étoiles) :

$n+q \backslash b$	0,1 ou 2	≥ 3	Total
5 à 10	20 ± 6	14 ± 9	18 ± 5
11 à 15	28 ± 14	78 ± 45	40 ± 15
16 à 20	76 ± 30	50 ± 40	70 ± 25
> 20	125 ± 85	250 ± 170	180 ± 85
Total	32 ± 6	55 ± 17	38 ± 6

Ce tableau présente en gros, les mêmes traits que celui des fragments. On retrouve notamment le fait que l'augmentation avec $n+q$ est plus rapide pour $b \geq 3$ que pour $b = 0,1$ ou 2 .

Pourtant, en plus des valeurs naturellement plus grandes des fréquences, on remarque une différence : l'augmentation de la probabilité d'émission avec $n+q$ est moins rapide que pour les fragments ; environ 2 fois plus rapide que celle de $n+q$ lui-même, au lieu de 4 fois pour les fragments.

Nous n'avons pas relevé un nombre suffisant de particules α lentes (moins de 25 MeV) pour dire quel est leur comportement à ce point de vue. On arrive d'ailleurs là au domaine des branches d'évaporation, d'un caractère tout différent.

4) Recherche d'une influence spéciale du nombre de branches "noires" ou "grises" .

Essayons de voir si la forte croissance avec le nombre de branches non relativistes ($n+q$) de la fréquence d'émission des fragments est liée plus spécialement à l'augmentation de n ou de q .

Nous avons dans ce but regardé 430 étoiles d'au moins 7 branches, prises au hasard dans les première et deuxième séries, et noté pour chacune n et q ; puis nous avons comparé la répartition obtenue avec celle des étoiles à fragment lourd.

Nous avons ainsi tracé, pour chaque espèce, les courbes donnant la moyenne de q en fonction de n (courbes I et II, Fig. 2)

et la moyenne de n en fonction de q (courbes 1 et 2, Fig. 9).

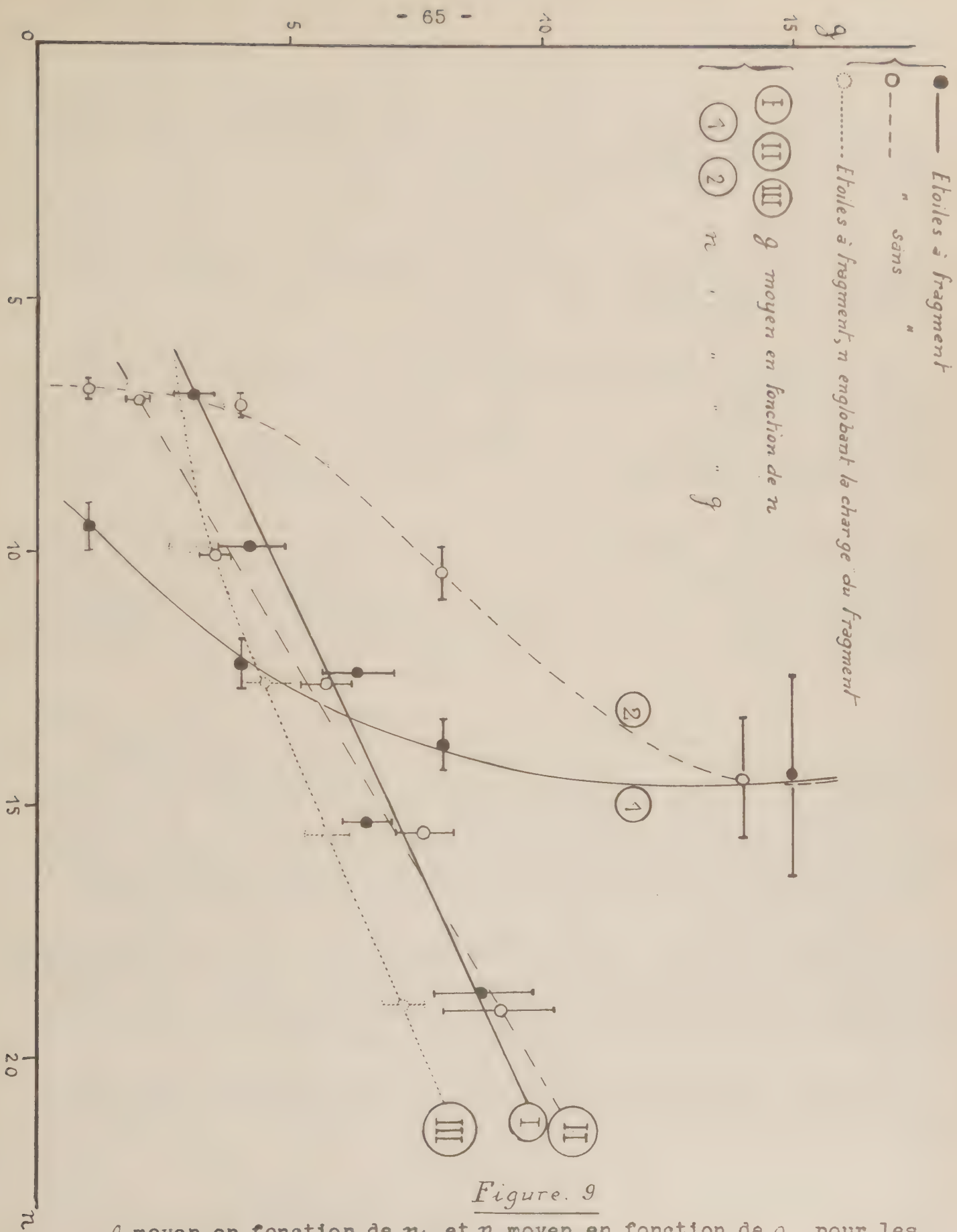


Figure. 9

g moyen en fonction de n , et n moyen en fonction de g , pour les étoiles avec et sans fragment.

L'inflexion brusque de la courbe 2, dans la zone des petites étoiles, provient de ce que nous n'avons pris que des étoiles à au moins 7 branches. Elle n'a aucun sens physique.

Les erreurs sont calculées, pour chaque point indiqué, en divisant par $\sqrt{n}$ l'écart quadratique réellement observé sur les q des étoiles de l'intervalle correspondant de n (ceci pour les courbes I et II; q et n sont interchangeés pour les courbes 1 et 2).

Prenons par exemple les courbes 1 et 2. Comme nous l'avons vu, le nuage de points représentatifs des étoiles sans fragment est comparativement plus dense dans la zone des petites étoiles que le nuage des étoiles à fragment. Si cette différence n'était due qu'à q , et que la fréquence des fragments était indépendante de n , les deux courbes 1 et 2 seraient malgré tout confondues. Leur écart montre que la probabilité des fragments augmente avec n , et de façon marquée.

De même, en comparant les courbes I et II, on constate que ces courbes, pratiquement confondues pour n grand, se séparent de façon appréciable pour $n < 12$ environ, ceci d'une quantité nettement supérieure aux écarts statistiques. Cela prouve que la probabilité d'émission d'un fragment n'est pas non plus uniquement fonction de n , mais augmente également avec q . En particulier, nous n'avons observé que 2 fragments (sur 136) dans des étoiles sans branches grises (6 et 8 branches), alors que 39 étoiles normales sur 430 représentent ce caractère.

On pourrait penser que l'écart entre les courbes I et II provient non pas d'une influence de q , mais du fait qu'en cas de fragments émis, plusieurs branches d'évaporation sont en réalité confondues dans ce fragment (si celui-ci est émis au cours de l'évaporation). Nous avons, dans ce but, tracé la courbe donnant q moyen en fonction de $n' = n + Z - 1$, Z étant la charge du fragment (courbe III de la Fig. 9). On voit que cette courbe est également nettement différente de la courbe II, située au-dessous pour les grandes étoiles, et malgré cela au-dessus pour les petites. L'influence simultanée de n et de q paraît donc manifeste.

A titre de vérification, nous avons tracé les courbes donnant q moyen en fonction de $n+q$, pour les étoiles avec et sans fragment (Fig. 10). Ces 2 courbes sont pratiquement superposées, ce qu'il fallait attendre si c'est bien le nombre global de branches (autres que celles au minimum d'ionisation) qui importe pour l'émission des fragments, sans qu'il s'agisse plus particulièrement des noires ou des grises.

Nous reviendrons plus tard sur les divers résultats qui précèdent, lorsque nous chercherons l'explication de l'émission des fragments.

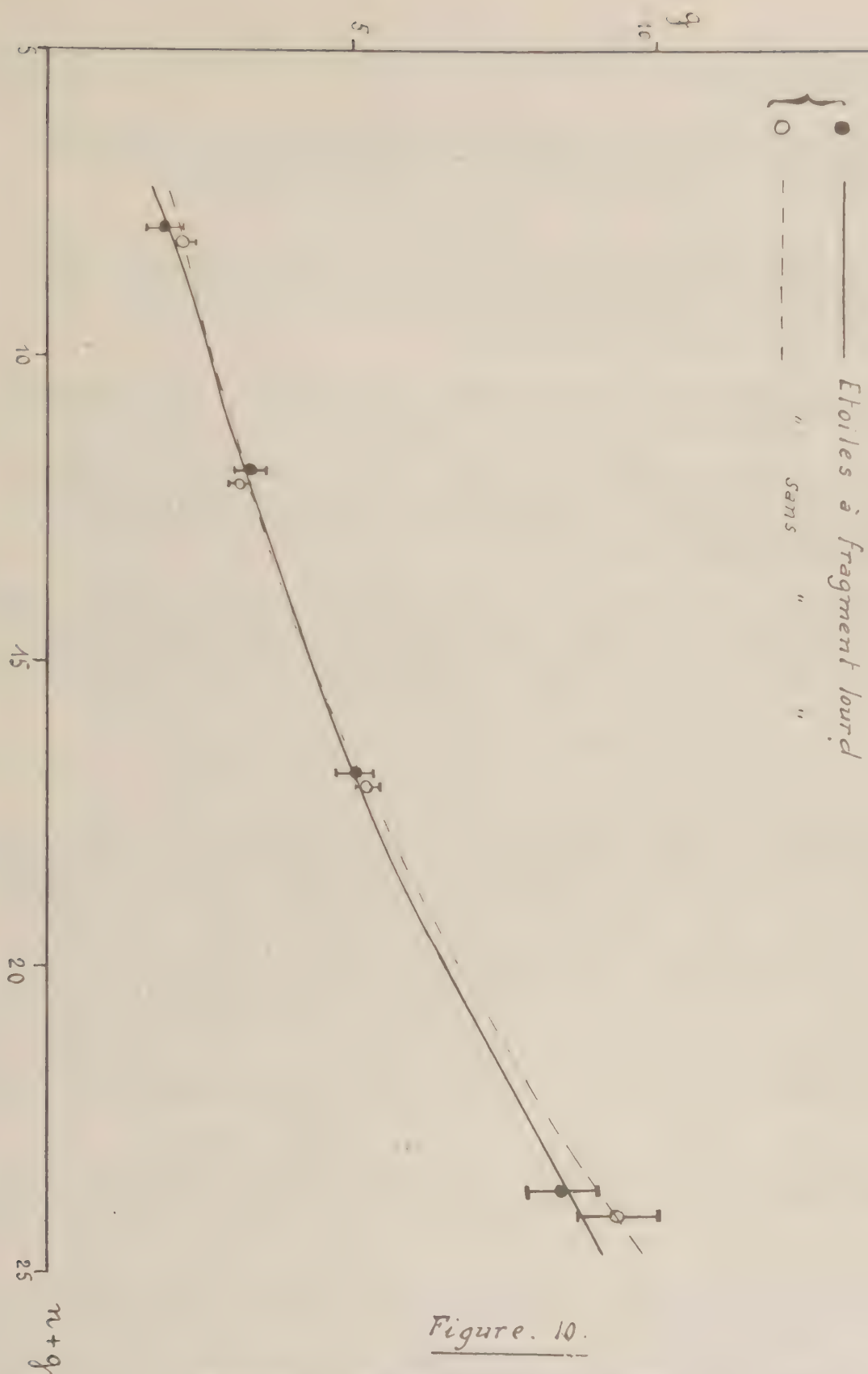


Figure. 10.

g moyen en fonction de $n+g$, pour les étoiles avec et sans fragment.

5) Sections efficaces.

a) Résultats déduits des présentes observations. Ne pouvant observer les fragments de faible énergie, nous ne pouvons pas calculer des sections efficaces globales de production des fragments.

Si l'on se borne aux plus énergiques, on peut l'estimer approximativement. A partir d'une énergie totale E de 40 MeV, on peut admettre que les fragments sont régulièrement observés, lorsqu'ils ne sont pas trop inclinés sur le plan de la plaque (ceci aussi bien pour les poignards que pour les traces à nombreux δ).

Nombre de fragments observés avec $E \geq 40$ MeV : 108, sur 2000 étoiles d'au moins 7 branches.

Correction géométrique, pour tenir compte des fragments manqués par suite de leur inclinaison (calculée d'après la répartition effectivement observée de cette inclinaison, et en supposant l'émission isotrope) : multiplier par 1,5.

En admettant en première approximation que la section efficace de production des étoiles est égale à la section géométrique du noyau^[44], on trouve une section efficace σ_0 de production de fragments de $Z \geq 3$ et de $E \geq 40$ MeV, par les particules incidentes produisant des étoiles d'au moins 7 branches en heurtant les noyaux lourds de l'émulsion :

$$\sigma_0 \sim 1,5 \frac{108}{2.000} \times 1,25 \text{ barns} \sim 0,11 \text{ barns}.$$

Ceci représente une valeur globale. On peut chercher à se faire une idée de la façon dont σ_0 varie avec l'énergie de la particule incidente en se servant d'une corrélation établie par CAMERINI et al.^[45] entre le nombre de branches d'une étoile et l'énergie E_0 du primaire. En utilisant, en outre, les résultats précédents donnant le nombre probable de fragments dans 100 étoiles, pour différentes valeurs de $n+q$, on trouve, en se bornant toujours aux fragments d'énergie supérieure à 40 MeV :

pour $E_0 < 300$ MeV, $n+q$ moyen < 4 : $\sigma_0 = 0$

$E_0 = 1$ MeV, " " = 7 : $\sigma_0 = 0,035$ barns

$E_0 = 5$ MeV, " " = 13 : $\sigma_0 = 0,09$ "

$E_0 = 10$ MeV, " " = 18 : $\sigma_0 = 0,27$ "

$E_0 = 20$ MeV, " " = 25 : $\sigma_0 = 0,6$ "

Il est probable que lorsque continue à augmenter, σ_0 atteint un palier.

Ces valeurs sont, bien entendu, très approximatives.

D'après les tableaux ci-dessus des fragments observés, la répartition de ces fragments suivant Z se ferait grossièrement de la façon suivante :

$Z = 3$	$(40 \pm 7) \%$
$Z = 4$	$(17 \pm 4) \%$
$Z = 5$	$(20 \pm 5) \%$
$Z = 6$	$(11 \pm 4) \%$
$Z \geq 7$	$(12 \pm 4) \%$

Rappelons qu'il s'agit toujours seulement de fragments d'énergie totale ≥ 40 MeV. Dans les fragments de moindre énergie, il est probable que la proportion des Z élevés est plus faible.

La proportion relativement basse des $Z=4$ par rapport aux $Z=5$ est liée sans doute au fait qu'on n'observe presque pas de ^8Be de plus de 40 MeV. Ceci provient peut être de ce qu'à partir d'une certaine énergie, ces ^8Be sont plus souvent émis dans un état excité. Dans ce cas, la paire α correspondante est largement ouverte, et est en général, difficile à repérer. Nous avons mentionné précédemment 5 paires d' α qui pourraient provenir de ^8Be excités à 2-3 MeV : ces noyaux seraient émis avec des énergies de 50 à 80 MeV.

b) Comparaison avec les résultats obtenus par d'autres observateurs.

1) Plusieurs mesures de sections efficaces d'émission de fragments lourds ont été faites en bombardant diverses cibles au moyen de protons (ou deutons) accélérés au synchrocyclotron à des énergies de 200 à 350 MeV, et en décelant les fragments radioactifs formés (^8Li , ^7Be , ^{11}C , ^{18}F , ^{24}Na , ^{38}Cl , ^{42}K). [44] [46] [47] [48].

Des sections efficaces de l'ordre de 10^{-5} barns ont été trouvées, pour chaque isotope radioactif. Aucune comparaison valable ne peut être établie avec nos résultats : l'énergie du primaire est beaucoup plus faible, et le mécanisme de formation n'est, en général, pas le même, car les produits observés sont sans doute ici souvent émis avec une faible énergie, comme résidus d'une évaporation partielle des noyaux de la cible.

[8]

2) PERKINS dans les étoiles des plaques, trouve des fréquences de fragments par étoile croissant de 20% pour $n+q=9$ à 150% pour $n+q=20$ environ; compte tenu de la correction géométrique, nos valeurs correspondantes seraient 7% et 70% environ.

La différence s'explique sans doute par le fait que PERKINS observe, sans les manquer, des fragments à partir d'une énergie plus faible que nous, grâce à l'emploi des plaques C2. Aucune comparaison sûre n'est donc possible. Toutefois, on remarque que l'augmentation avec $n+q$ est du même ordre.

3) En ce qui concerne ^8Li , deux comparaisons sont possibles :

a) dans des conditions de géométrie analogues aux nôtres , PICKUP et VOYVODIC^[25] observent 14 marteaux d'au moins 50" de long ($E \geq 20$ MeV) dans 4.000 étoiles d'au moins 6 branches . Nous avons trouvé 7 marteaux dans 2.000 étoiles d'au moins 7 branches.

Il y a donc accord. En multipliant par un facteur de 1,3 pour tenir compte des ^8Li sortant de la plaque, la fréquence est de 0,45% par étoile d'au moins 7 branches.

b) HODGSON^[4] trouve un résultat analogue dans les étoiles dues aux noyaux lourds de l'émulsion. La fréquence des ^8Li augmente d'environ 0,3% à 20% quand n (nombre de branches noires) va de 6 à 20. 60% des ^8Li , d'autre part, ont une énergie ≥ 20 MeV, ce qui réduit les chiffres précédents à environ 0,2% et 12%. Ces résultats sont entièrement compatibles avec la fréquence moyenne de 0,45% ci-dessus trouvée.

La section efficace correspondante est $\sigma_0 =$ environ 0,005 barns.

4) Nous pouvons comparer avec les résultats de SÖRENSEN^[9] les probabilités d'émission de particules α rapides, d'énergie totale ≥ 45 MeV. (limite inférieure de l'énergie des α étudiés par SÖRENSEN).

Cette comparaison ne peut d'ailleurs donner qu'une indication, car nous n'avons noté que 40 α d'énergie ≥ 45 MeV dans une recherche systématique sur les étoiles d'au moins 7 branches (le nombre correspondant de SÖRENSEN était d'environ 550).

On obtient les chiffres suivants, pour la fréquence des α rapides sur 100 étoiles :

	pour $n + q = 5 \text{ à } 10$	11 à 15	16 à 20	> 20
SÖRENSEN (chiffres approximatifs déduits des résultats publiés.....)	7	18	40	70
Nos résultats....	8	16	17	86

La similitude est très nette. Nos résultats doivent en réalité être multipliés par 1,7 pour tenir compte des corrections géométriques nécessaires. (Il est possible qu'il en soit de même des chiffres de SÖRENSEN)

B - CHARGE des FRAGMENTS, SUIVANT le TYPE de l'ETOILE .

Nous tirons de la liste complète des fragments, les tableaux suivants donnant les nombres de fragments de $Z \geq 5$ et $Z=3$ ou 4 observés dans chaque catégorie d'étoiles. Nous y ajoutons à titre de comparaison le tableau correspondant relatif aux 98 particules α que nous avons observées.

Fragments de $Z \geq 5$	$n+q \backslash b$	0,1 ou 2	≥ 3	Total
	5 à 10	5	0	5
	11 à 15	11	0	11
	16 à 20	10	5	15
	> 20	9	10	19
Total		35	15	50

Fragments de $Z = 3$ ou 4	$n+q \backslash b$	0,1 ou 2	≥ 3	Total
	5 à 10	16	2	18
	11 à 15	15	6	21
	16 à 20	20	4	24
	> 20	8	15	23
Total		59	27	86

Particules α	$n+q \backslash b$	0,1 ou 2	≥ 3	Total
	5 à 10	23	5	28
	11 à 15	13	12	25
	16 à 20	16	4	20
	> 20	10	15	25
Total		62	36	98

La comparaison de ces tableaux montre nettement que la prédilection des fragments pour les grandes étoiles est d'autant plus marquée que Z est plus élevé.

En revanche, les étoiles à $n+q \leq 15$ et à $b \geq 3$ (comprenant notamment les gerbes accompagnées d'assez peu de branches molles) paraissent être peu favorables à la naissance de fragments très lourds: les noyaux de Be et Li en sortent déjà un peu plus souvent, les particules α encore plus.

Nous reviendrons plus loin sur le sens que l'on peut donner à ces différences.

C - ENERGIE des FRAGMENTS SUIVANT le TYPE de l'ETOILE.

Si on calcule la moyenne de l'énergie cinétique E des fragments pour chaque type d'étoile, on trouve les résultats suivants en MeV :

$n+q \setminus b$	0,1 ou 2	≥ 3	Total
5 à 10	77	40	74
11 à 15	57	53	56
16 à 20	62	60	62
> 20	61	73	68
Total	64	66	65

Il ne paraît donc pas y avoir de corrélation importante entre l'énergie du fragment et le type de l'étoile. L'énergie moyenne reste sensiblement la même quelles que soient la taille de l'étoile, et le nombre de particules au minimum d'ionisation.

Une recherche analogue sur l'énergie par nucléon des fragments (et non l'énergie totale) donne la même absence de corrélation.

Un résultat analogue a déjà été trouvé par SØRENSEN pour les α rapides : la distribution des différents types d'étoiles contenant des α rapides est sensiblement la même pour $E > 70$ MeV et pour $45 < E < 70$ MeV.

D - DIRECTION d'EMISSION des FRAGMENTS.

Nous arrivons ici à la particularité la plus curieuse des fragments lourds des étoiles.

1) Résultats concernant les fragments.

Si nous reprenons les 98 fragments des classes A_1 et A_2 (étoiles à proton primaire) et portons le nombre de fragments observés dans chaque intervalle de $\cos \theta$ (θ étant l'écart angulaire du fragment par rapport au primaire prolongé), on obtient les graphiques de la Fig. 11, établis pour 3 domaines de l'énergie cinétique par nucléon du

fragments, $\varepsilon = \frac{E}{A}$.

L'histogramme en traits interrompus donne la répartition pour les 63 fragments des étoiles à primaire sûr (Classe A_1). On voit que les répartitions des 2 classes A_1 et A_2 ne sont pas essentiellement différentes, ce qui permet de penser que la plupart des primaires de la classe A_2 sont effectivement des primaires. Nous ne nous préoccupons donc plus, par la suite, de cette distinction.

L'isotropie correspondrait dans ce graphique à une droite horizontale.

Si l'on établit maintenant des graphiques analogues pour différentes valeurs de l'énergie cinétique totale E du fragment, on obtient la Fig. 12.

Le nuage de points de la Fig. 13 donne les valeurs individuelles de E et $\cos \theta$ des 98 fragments de la Classe A .

On remarque la forte concentration des fragments vers l'avant. Cette concentration est d'autant plus accentuée que l'énergie des fragments est plus grande. Mais elle reste sensible même au-dessous de $E = 50$ MeV (ou $\varepsilon = 5$ MeV). Il semble qu'il faille descendre en tout cas au-dessous de $E = 30$ MeV pour que la répartition devienne à peu près isotrope. Mais dans ce domaine d'énergie, les fragments que nous avons observés sont trop peu nombreux pour qu'on puisse voir si cette isotropie existe.

SØRENSEN, sur 15 fragments d'énergie > 90 MeV, a également noté une préférence pour les directions descendantes. Sur 6 fragments d'étoiles à primaire connu, $\cos \theta$ moyen = 0,48.

Les résultats de PERKINS^[8] portent sur un plus grand nombre de fragments. La comparaison exacte avec les nôtres est malaisée, car PERKINS observe, non pas l'écart angulaire θ , mais sa projection φ sur le plan de la plaque. Cet angle est d'ailleurs compté souvent, non pas avec le primaire prolongé, mais avec la verticale descendante (plaques exposées à 3.300 m).

De façon approximative, la répartition trouvée ressemble pour $\varepsilon > 10$ MeV à celle de nos observations.

Pour $\varepsilon < 10$ MeV, par contre (plus exactement pour $\beta < 0,14$ c'est-à-dire $\varepsilon < 0,1$ MeV), PERKINS trouve un effet latéral marqué : la direction la plus probable est vers le côté et légèrement en avant ($\varphi = 60$ à 90°); par contre, l'intervalle = 0 à 30° (avant) est cinq fois moins probable, et ne l'est pas plus que $\varphi = 150$ à 180° (arrière).

- 74 -

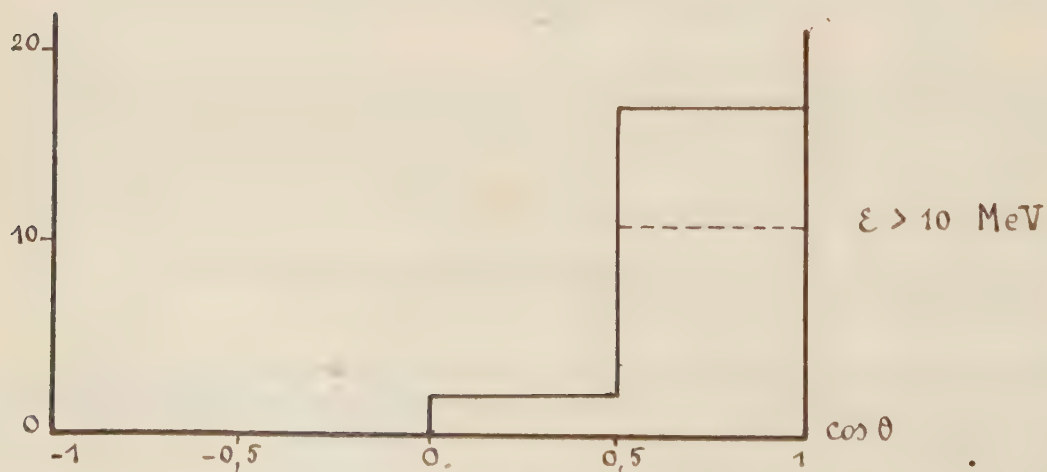
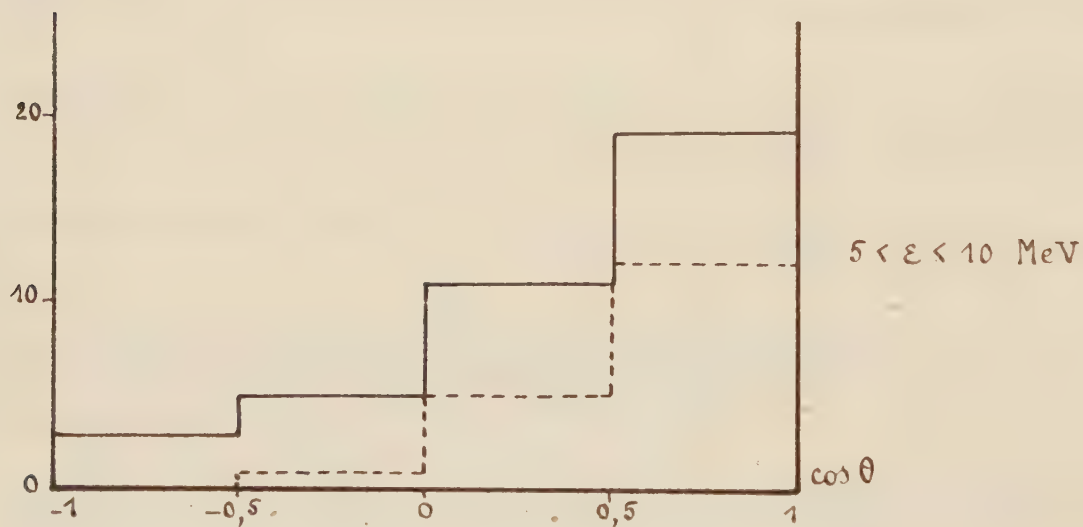
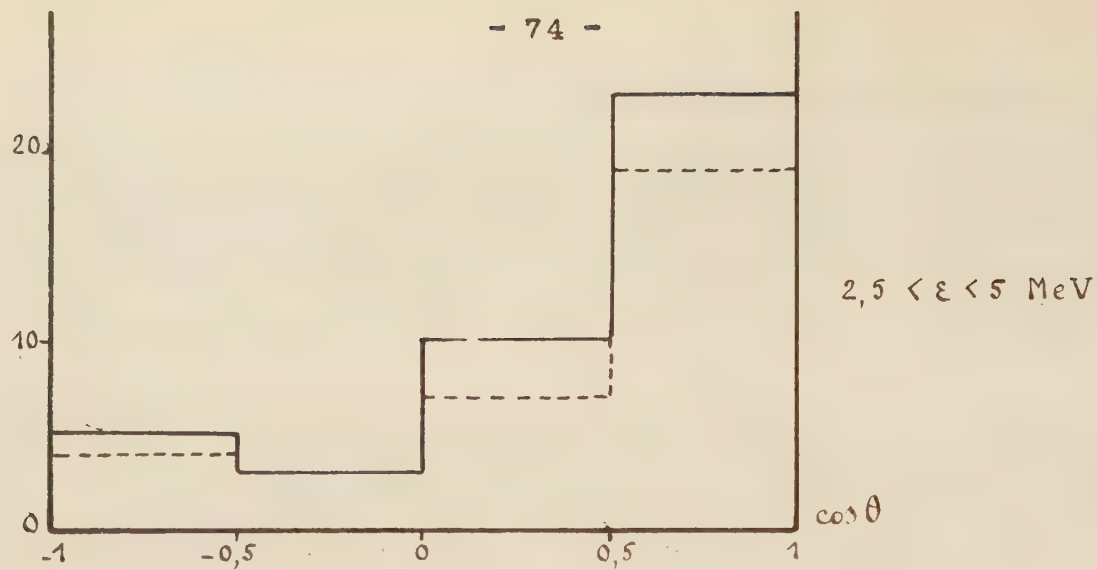


Figure . 11

Répartition angulaire des fragments, pour diverses valeurs de leur énergie par nucléon.

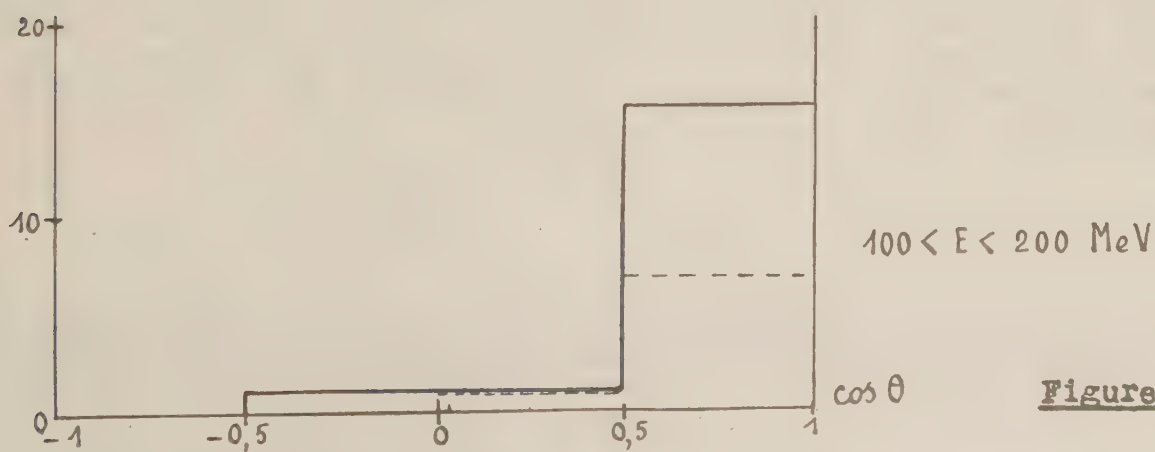
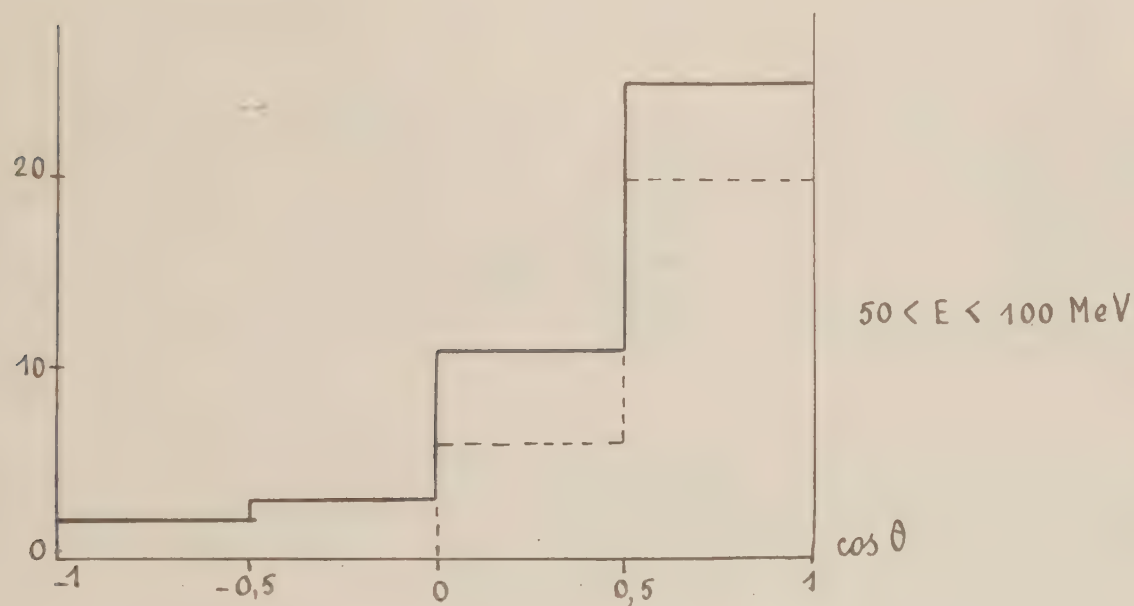
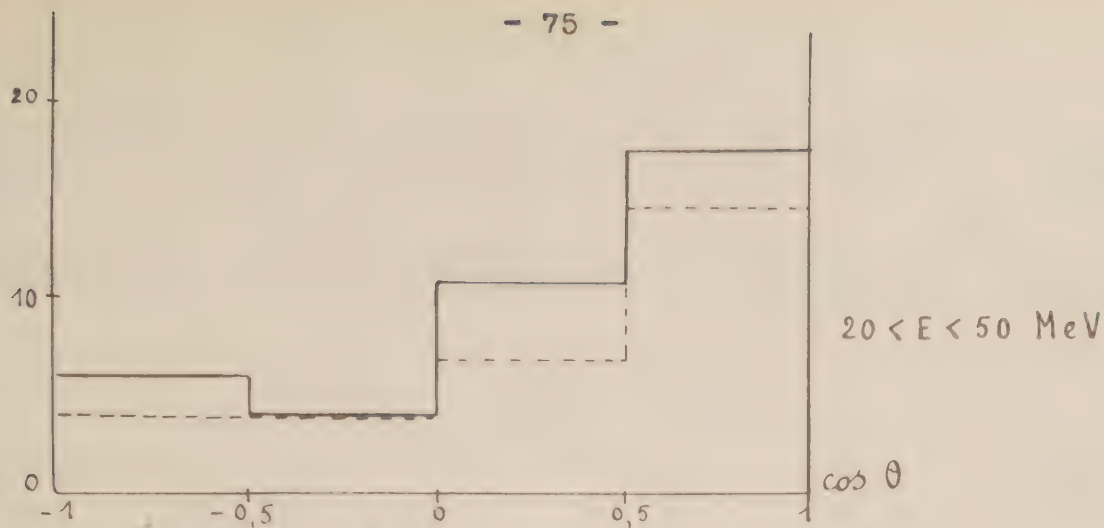


Figure . 12

Répartition angulaire des fragments, pour diverses valeurs de leur énergie cinétique totale.

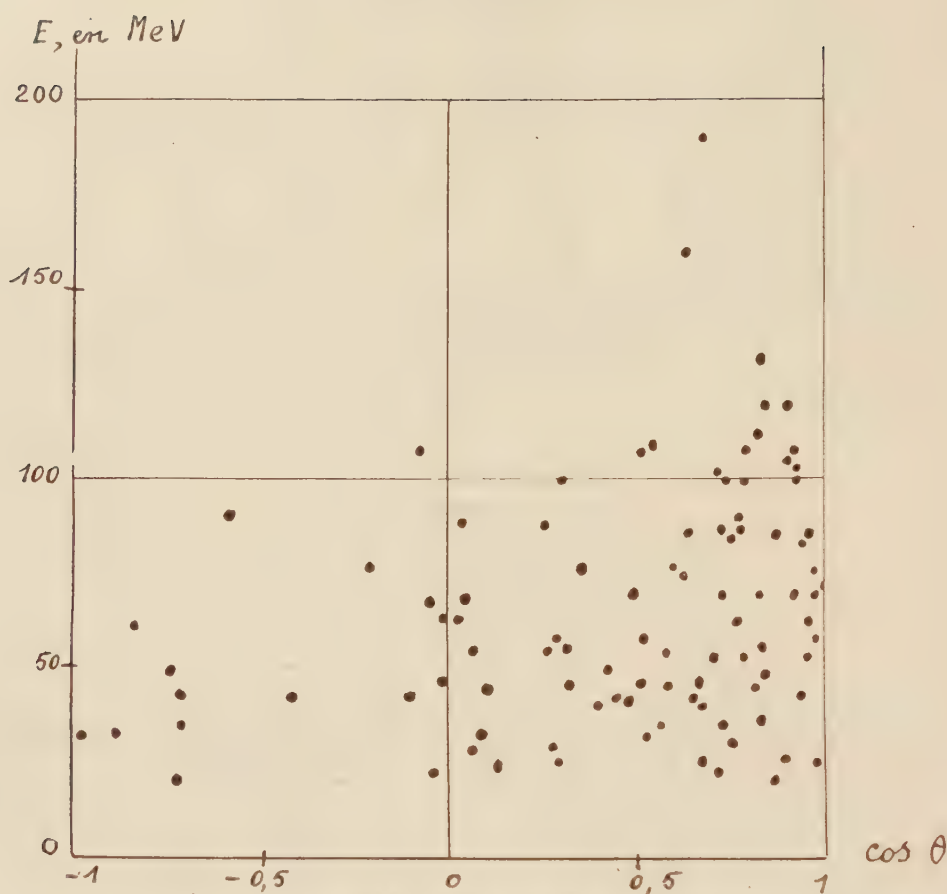


Figure . 13

Valeurs individuelles de $\cos \theta$ et de E pour les 98 fragments de la Classe A.

Il est probable que la différence provient de ce que PERKINS a sans doute pu noter une plus grande proportion de fragments de basse énergie ($E < 3 \text{ MeV}$), grâce à l'emploi des plaques Ilford C2. D'ailleurs, si l'on regarde de plus près la répartition des fragments de nos observations, on constate que les 18 fragments de $E < 50 \text{ MeV}$ observés pour $0,5 < \cos \theta < 1$, se décomposent ainsi :

$\cos \theta = 0,5 \text{ à } 0,75$: 11 fragments

$0,75 \text{ à } 1$: 7 fragments.

Il y aurait donc une légère décroissance de la fréquence des fragments relativement lents dans la direction du primaire prolongé, les directions les plus probables en étant écartées de 40 à 60° environ. Bien que cette variation en elle-même ne soit pas significative, vu le petit nombre des fragments correspondants, elle peut être rapprochée de

de l'effet latéral de PERKINS : il est fort possible qu'elle reflète le même effet atténué et repoussé vers l'avant, pour des fragments d'énergie un peu plus grande en moyenne.

Pour $E > 50$ MeV au contraire, la décomposition de l'intervalle $\cos \theta = 0,5$ à 1 donne :

$\cos \theta$	0,5	0,75	1
$50 < E < 100$ MeV	8	17	
$E > 100$ MeV	6	10.	

La concentration vers l'avant s'accroît jusqu'à $\theta = 0$. Il n'y a plus d'effet latéral.

Corrections géométriques. Bien qu'il ne s'agisse plus ici de nombres absolus de fragments, mais de répartition angulaire, le fait qu'un certain nombre de fragments inclinés sont manqués peut modifier cette répartition. Si les primaires arrivaient de façon isotrope, cela n'aurait pas d'influence. Mais en fait, puisque le plan de la plaque était vertical pendant le vol, les primaires fortement inclinés sur le plan de la plaque sont plus rares que les autres, et de plus, ils échappent parfois à l'observation. De ce fait, les directions vers l'avant et l'arrière ($\cos \theta = 1$ ou -1) sont avantagées par rapport aux directions latérales ($\cos \theta = 0$).

Le calcul peut se faire ainsi ; ψ étant l'angle d'inclinaison par rapport au plan de la plaque, soient $1 - f(\psi)$ la fraction des fragments échappant à l'observation, pour l'inclinaison ψ ,

$g(\psi) d\psi$ le nombre de primaires observés dans $(\psi, \psi + d\psi)$,

f est déduit des observations sur nos 136 fragments, en supposant, en première approximation, que la probabilité d'émission par unité d'angle solide est la même, quel que soit ψ . On trouve $f = 1$ pour $\psi < 25^\circ$. Au-delà, f décroît et devient faible pour $\psi > 60^\circ$.

$g(\psi)$ a été déterminé sur 160 primaires d'étoiles, dont 98 des étoiles à fragment (classes A_1 et A_2).

Sa forme montre que le nombre par unité d'angle solide est sensiblement constant jusqu'à $\psi = 35^\circ$.

Au-delà ce nombre décroît, lentement d'abord, puis plus vite, sans qu'on arrive d'ailleurs à 0 pour $\psi = 90^\circ$.

Pour $\theta = 0$ (fragments émis en direction du primaire), la proportion K de fragments observés sera :

$$K = \frac{1}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} g(\psi) d\psi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} f(\psi) g(\psi) d\psi$$

Pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ (émission latérale), on trouve :

$$K = \frac{1}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} g(\psi) d\psi} \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} g(\psi) \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} [\arcsin(\cos \psi \cos \alpha)] d\alpha \right\} d\psi$$

Le calcul donne :

pour : $\theta = 0$: $K = 0,8$

$\theta = \frac{\pi}{2}$: $K = 0,62$

Par conséquent, dans la courbe des nombres de fragments observés en fonction de $\cos \theta$, le milieu ($\cos \theta = 0$) doit être relevé d'un facteur

$$\frac{0,8}{0,62} = 1,3 \quad \text{par rapport aux extrémités } (\cos \theta = \pm 1).$$

La forme des histogrammes des Fig. 11 et 12 sera donc légèrement modifiée, mais peu : les deux valeurs de l'intervalle central $-0,5 < \cos \theta < 0,5$ sont à relever par rapport aux deux autres d'une quantité inférieure à 30%, sans doute de l'ordre de 15%. Nous croyons inutile de tracer le nouveau graphique correspondant.

2) Comparaison de la répartition angulaire des fragments avec celles des autres branches d'étoiles.

Cette comparaison pourra, dans une certaine mesure, nous guider dans l'essai d'interprétation des résultats précédents.

a) Particules α . Nous avons noté la répartition angulaire de 134 particules α , prises dans des étoiles d'au moins 7 branches à proton primaire, de types et de dimensions analogues à celles contenant les fragments. Nous avons laissé de côté les particules α d'énergie inférieure à 16 MeV ($E < 4$ MeV).

Ces particules comprennent :

a) 68 trajectoires terminées dans l'émulsion. Leur identification est facile (aspect, lacunes, rayons δ), et la mesure de l'énergie est immédiate.

b) 66 trajectoires sortant de l'émulsion. Nous n'avons gardé, parmi elles, que celles dont l'aspect montre qu'il ne peut, en aucun cas, s'agir de protons. Certaines, cependant, pourraient à la rigueur correspondre à des noyaux plus lourds ($Z \geq 3$), mais leur proportion est faible, étant donnée la rareté des fragments par rapport aux α .

L'énergie de ces traces a pu être en général estimée, du moins dans certaines limites, par le comptage des rayons δ et des lacunes (étalonnage pour ce dernier point sur une vingtaine de particules de diverses longueurs terminées dans l'émulsion).

D'autres distinctions dans ces 134 α sont à faire :

a) 64 représentent tous les α identifiables de 220 étoiles à proton primaire prises au hasard (étoiles d'au moins 7 branches). Les 70 autres sont tous des α d'étoiles spéciales (le plus souvent ayant un fragment lourd, quelquefois, étoiles présentant une trajectoire longue d' α terminée dans l'émulsion).

b) 97 particules α font partie d'étoiles à primaire sûr ; les autres sont dans des étoiles à primaire seulement probable.

Ces diverses catégories présentent toutes des répartitions analogues entre elles, aux fluctuations normales près.

Nous donnerons simplement ci-après les résultats globaux

$\cos \theta$	-1	0,5	0	0,5	1
$16 < E < 40 \text{ MeV}$	11	19	15	14	
$40 < E < 60 \text{ MeV}$	13	10	14	16	
$60 < E < 100 \text{ MeV}$	2	0	8	12	

θ représente toujours l'écart angulaire réel fait avec le primaire prolongé, E l'énergie cinétique totale de la particule α .

On remarque aussi une concentration vers l'avant, qui augmente avec l'énergie. Mais cette concentration n'apparaît que vers $E = 40 \text{ MeV}$ ($\xi = 10 \text{ MeV}$). Au-dessous de cette énergie, la répartition paraît être sensiblement isotrope. (Un certain "effet latéral" paraît se manifester sur les α autour de 30 MeV, mais il se dégage mal des fluctuations possibles).

PERKINS, sur des α d'énergie moyenne d'environ 10 MeV, trouve une répartition isotrope.

Correction géométrique. Un calcul analogue à celui fait pour les fragments, conduit aux majorations suivantes :

$$\cos \theta = \pm 1 : 100 \%$$

$$\cos \theta = 0 : 170 \%$$

D'où le relèvement nécessaire du centre ($\cos \theta = 0$) par rapport aux extrémités ($\cos \theta = \pm 1$) : $\frac{2,7}{2} = 1,35$ soit 35%.

Sur l'histogramme, les intervalles centraux seront à relever par rapport aux intervalles extérieurs d'environ 20% .

Rapprochons d'autre part, nos résultats de ceux, meilleurs, de SÖRENSEN, qui portent sur 239 particules α d'au moins 45 MeV terminées dans l'émulsion; les nombres d' α observés par SÖRENSEN, sont :

$\cos \theta$	-1	0,5	0	0,5	1
$45 < E < 70 \text{ MeV}$	11	15	37	75	
$E > 70 \text{ MeV}$	5	10	23	63	

La concentration vers l'avant est, ici aussi, très nette. La première ligne montre même une collimation sensiblement plus marquée que celle résultant de nos mesures, pour cette énergie (2ème ligne du tableau de nos résultats). Il est vrai que les limites d'énergie sont un peu plus élevées. Nous estimons cependant que le seuil à partir duquel l'anisotropie devient sensible est d'après cela plutôt un peu inférieur à 40 MeV.

b) Protons. Nous désignerons dans ce qui suit du terme "protons" toutes les particules de charge e donnant lieu à des branches noires ou grises. On sait, en fait, que ces particules contiennent une certaine proportion de ^2H ou ^3H , surtout parmi les branches noires (30% d'après LE COUPEUR [30]), mais aussi dans les branches grises HOANG TCHANG FONG, JAUNEAU, MORELLET [49] BRÜCKNER et POWELL [49]; ces dernières doivent, en outre, comprendre un certain nombre de mésons lents, impossibles à identifier lorsque la trace est trop courte. Il peut également, parmi les branches noires surtout, se trouver quelques particules α rapides non repérables pour la même raison. Malgré tout, il est certain que les protons produisent la majorité de ces branches.

Différents auteurs ont déjà étudié la répartition angulaire des protons dans les étoiles. L'indication de ces travaux est donnée, par exemple, dans Progress in Cosmic Ray Physics [45]. Les résultats sont les suivants :

1) isotropie des protons de moins de 30 MeV (dans le système du noyau mis en mouvement par le choc du primaire);

2) pour les traces grises, nous donnons ci-après les résultats de CAMERINI et al. [45] (les nombres de traces sont des valeurs relatives) :

$\cos \theta$	-1	-0,5	0	0,5	1
60 à 130 MeV	65	58	95	240	
130 à 280 MeV	65	90	150	390	
280 à 500 MeV	30	30	60	240	

Afin de compléter ces résultats, et dans un but de comparaison avec les répartitions trouvées pour les fragments lourds, nous avons cherché la répartition angulaire de 425 protons d'énergie allant de 4 MeV à 110 MeV ; la moitié environ est relevée dans une partie prise au hasard des étoiles à fragment ; l'autre moitié est mesurée dans des étoiles sans fragment à proton primaire, dont les dimensions et types sont répartis à peu près comme ceux des étoiles à fragment.

Les branches de ces différentes étoiles sont prises systématiquement, en éliminant :

a) les branches (terminées ou non dans l'émulsion) correspondant à une énergie probable < 4 MeV ;

b) les branches d'ionisation $< 3 I_0$ ($E > 110$ MeV) ;

c) les branches d'inclinaison $> 45^\circ$;

d) les branches plus courtes que 50^μ .

Pour chacune, l'écart angulaire réel par rapport au primaire est mesuré, et l'énergie estimée de façon plus ou moins approchée. Cette estimation a été faite :

1°) Par comptage des grains, lorsque c'est possible. Lorsque la densité des grains n'est pas trop forte (moins de 4 fois le minimum), on peut admettre qu'elle est proportionnelle à l'ionisation. Celle-ci est directement reliée à la vitesse de la particule. Le calcul de cette fonction, par la formule de BETHE-BLOCH, a été faite pour les plaques G5 par Cl. MABBOUX, et nous avons utilisé ces résultats.

Un étalonnage a été fait d'autre part, pour les fortes densités de grains (environ 5 à 6 fois le minimum), sur des mésons et des protons longs terminés dans l'émulsion ; pour de telles valeurs, le comptage ne peut être que très approximatif.

2°) Au moyen des lacunes. Au lieu d'employer la méthode utilisée par exemple par HODGSON^[51] consistant à mesurer les longueurs additionnées des lacunes, nous nous sommes contentés de compter ces lacunes, opération plus rapide, et qui suffisait ici, le but proposé étant

non pas de mesurer véritablement l'énergie, mais de classer les protons en quelques catégories, suivant les valeurs de l'énergie.

Un étalonnage a été fait dans chaque série de plaques sur une trentaine de protons terminés dans l'émulsion, de longueurs diverses allant de 500 μ à 6.000 μ . On peut ainsi estimer que l'énergie d'une trace qui sort de la plaque avec une erreur parfois considérable, lorsque la longueur est courte, mais qui permet néanmoins de classer les protons suivant leur énergie avec un faible pourcentage d'erreurs.

Lorsque les traces sont inclinées à plus de 25° environ, sur le plan de la plaque, le comptage des lacunes perd son sens : non seulement les lacunes courtes sont masquées, mais leur nombre est probablement plus faible, par suite du tassement de la trace dû à la contraction de l'émulsion.

Malgré tout, certaines indications ont pu être obtenues en comparant la fréquence des lacunes sur des fins de protons et de mésons de diverses inclinaisons.

Au total, la proportion de protons pour lesquels la classification est douteuse est assez faible (de l'ordre de 15%). Nous avons donc préféré compter même ces cas douteux, de façon à rester dans le cadre d'un choix systématique. Les erreurs ainsi introduites ne peuvent pas modifier les résultats de plus de 10% au grand maximum.

Les résultats sont les suivants, sur 426 protons :

E	$\cos \theta$	-1	-0,5	0	0,5	1
4 < E < 25 MeV		.74	56	57	81	
25 < E < 50 MeV		14	15	20	41	
50 < E < 110 MeV		5	6	19	38	

La correction géométrique, compte tenu des conditions imposées dans le choix des protons et de la répartition en inclinaison des primaires, conduit aux majorations suivantes :

$$\cos \theta = \pm 1 : 18 \%$$

$$\cos \theta = 0 : 64 \%$$

Le centre de la courbe de répartition en fonction de $\cos \theta$ doit donc être relevé par rapport aux extrémités de $\frac{1,64}{1,18} = 1,4$ soit de 40% et les chiffres des colonnes centrales du tableau précédent par rapport à ceux des colonnes extrêmes d'environ 20%.

Nos résultats confirment donc entièrement ceux des autres observateurs ci-dessus mentionnés, en les complétant dans la zone d'énergie intermédiaire (30 à 60 MeV).

3) Résumé des observations sur la direction d'émission.

Nous rassemblons dans le tableau suivant les répartitions des particules de diverses charges et énergies déduites de nos observations, une fois appliquée la correction géométrique. Les chiffres sont calculés pour un total de 100 dans chaque catégorie. Nous les faisons suivre des répartitions déduites des résultats des autres observateurs ci-dessus mentionnés; ces dernières doivent être considérées comme meilleures dans les domaines correspondants, car elles portent sur des trajectoires plus nombreuses .

Nature	E ,en MeV	$\cos \theta$				
		-1	-0,5	0	0,5	1
Protons	4-25	25	23	24	28	
	25-50	14	19	25	42	
	50-110	8	12	18	62	
Particules χ	16-40	17	35	26	22	
	40-60	22	20	30	28	
	60-100	8	0	44	48	
Fragments lourds	20-50	14	12	32	42	
	50-100	5	7	28	60	
	100-200	0	5	5	90	

Nature	E, en MeV	$\cos \theta$				
		-1	-0,5	0	0,5	1
	< 30	I s o t r o p i e				
Protons (CAMERINI et al)	60-130	14	13	21	52	
	130-280	9	13	22	56	
	280-500	8	8	17	67	
Particules α (SØRENSEN)	45- 70	8	11	27	54	
	> 70	5	10	23	62	
Fragments lourds (PERKINS)	< 50	effet latéral prononcé				
	50-200	Répartition en accord avec nos résultats.				

C H A P I T R E I I I

TENTATIVE d' INTERPRETATION de ces RESULTATS .

A - COMMENT PEUT-ON se REPRESENTER le MECANISME d' EMISSION des FRAGMENTS LOURDS ?

Nous rappelons que la désintégration d'un noyau lourd sous l'action d'un primaire cosmique rapide peut être décomposée en trois actes :

1^{er} acte : premier choc du primaire sur un nucléon du noyau, avec création de mésons si l'énergie du primaire est suffisante, mésons dont le nombre augmente avec cette énergie.

2^{me} acte : développement d'une cascade nucléonique à l'intérieur du noyau, avec parfois création d'autres mésons dans les premiers chocs, si les nucléons correspondants sont encore suffisamment rapides. Le produit de cette cascade (outre les mésons en question, s'il y en a) est constitué de nucléons plus ou moins rapides, dirigés en moyenne vers l'avant; les protons émergents constituent les traces grises (et fournissent en plus une petite fraction des branches au minimum d'ionisation).

3^{me} acte : les nucléons de la cascade ainsi arrachés au noyau, laissent dans ces derniers des "trous", à des niveaux d'énergie divers, suivant l'état dans lequel ils se trouvaient. Ces trous sont ensuite remplis par d'autres nucléons venant de niveaux supérieurs (BETHE).

En outre, les nucléons de collision provoquent directement dans leur passage dans la matière nucléaire la mise en mouvement d'un certain nombre de nucléons. Ces deux processus s'accompagnent d'un dégagement d'énergie entraînant dans le noyau une agitation générale, qu'on peut caractériser par un paramètre analogue à la température d'un fluide. Cette agitation détermine l'expulsion successive d'un

certain nombre de nucléons, par un mécanisme que l'on peut rapprocher de l'évaporation d'une goutte liquide (branches noires). Le calcul conduit, moyennant certaines hypothèses, à des résultats en bon accord avec l'observation, pour le nombre de particules de différentes masses émises, leur spectre d'énergie et leur direction d'émission (isotrope dans le système du noyau).

On est parvenu ainsi à expliquer fort bien l'émission des "protons gris" et "noirs" ainsi que des α lents (moins de 40 MeV).

Cherchons quelle place les fragments lourds pourraient prendre dans ce schéma.

Passons en revue différents mécanismes que l'on peut envisager.

1) Evaporation.

Il est évident que même avec les températures nucléaires les plus élevées (dans les grandes étoiles), température correspondant à 9 MeV environ, l'évaporation ne peut pas expliquer l'émission de morceaux ayant une énergie cinétique de l'ordre de 100 MeV.

Cependant, il n'est pas impossible, a priori, que les fragments les plus lents parmi ceux que nous avons observés soient émis au cours de l'évaporation.

On peut voir cependant que cette explication ne suffit pas. En effet, les branches d'évaporation sont isotropes dans le système du noyau mis en mouvement par la traversée du primaire et de la cascade nucléaire qu'il engendre. Dans le système de la plaque, elles seront un peu plus souvent dirigées vers l'avant, mais très peu. Par contre, les fragments, dès que leur énergie dépasse environ 30 MeV, paraissent avoir une préférence déjà assez marquée pour les directions avant (et légèrement latérales d'ailleurs).

D'une façon plus précise, prenons le cas le plus favorable à l'explication par l'évaporation : grandes étoiles ($n=18$), fragments lents (E de 25 à 50 MeV, 37 MeV en moyenne).

Pour $n=18$, l'énergie d'excitation du noyau est, d'après les calculs de LE COUTEUR^[30] et les mesures de PERKINS^[29], $U = 830$ MeV.

Or, si l'on suppose que la plus grande partie de l'impulsion des particules sortant du noyau au cours des deux premiers actes est prise par des branches relativistes, le transfert d'impulsion au noyau effectué au cours de ces actes, multiplié par c , sera égal au transfert d'énergie, dont la presque totalité est U . La vitesse βc prise par le noyau sera donc telle que :

$$\beta = \frac{U}{A_1 \times 930}$$

A_1 = nombre atomique du noyau au début de l'évaporation = $100-2g$
 = 86 en moyenne pour les grandes étoiles.

D'où : $\beta = 0,01$.

D'autre part, pour les fragments de 25 à 50 MeV, l'énergie moyenne par nucléon est d'environ 5 MeV : $\beta' \simeq 0,1$.

On aurait donc, pour ces fragments :

$\cos \theta$ moyen théorique = environ 0,1

or, $\cos \theta$ moyen mesuré = 0,25.

On peut aussi dire que l'excès théorique vers le bas serait $\frac{1,1}{0,9} = 1,22$ alors que l'excès observé est :

$$\frac{30}{10} = 3 \quad \left\{ \begin{array}{l} + 2,2 \\ - 1,1 \end{array} \right.$$

L'écart est donc en dehors des erreurs possibles.

La proportion de fragments pouvant provenir de l'évaporation (isotropes dans le système du noyau) serait donc pour cette catégorie de 55% environ. Mais rien ne permet d'ailleurs d'affirmer que ces 55% sont effectivement des produits de l'évaporation.

Si l'on tient compte aussi des plus petites étoiles, cette proportion descend à 45% environ.

Plusieurs autres raisons conduisent à écarter l'évaporation :

1°) l'influence, nette pour les petites étoiles, du nombre q de branches sur la fréquence des fragments (voir plus haut).

Pour des fragments d'évaporation, cette influence n'existerait pas.

2°) Le fait que l'énergie moyenne des fragments n'augmente pas avec la dimension de l'étoile, donc avec la température du noyau, comme devraient le faire des particules d'évaporation (et comme cela s'observe pour les protons).

2) Fission.

C'est le mécanisme qui a été mis en avant par PERKINS pour expliquer les fragments lents : aux grandes excitations, l'énergie prise par le noyau se traduirait en oscillations de volume et de surface (BAGGE) [52] permises par la réduction de la "viscosité" de la matière nucléaire. Comme, en même temps, on aurait une réduction de la tension superficielle, ces oscillations détermineraient facilement une fission. Les fragments

seraient le produit de fissions asymétriques de ce genre, dans lesquelles un des produits serait beaucoup plus léger que l'autre. Les calculs ont été faits par FUJIMOTO et YAMAGUCHI [53], qui trouvent que la fission devient assez probable lorsque l'excitation U s'approche de l'énergie totale de liaison du noyau, soit environ 800 MeV, pour Ag et Br.

Comme l'évaporation, cette fission serait en principe isotrope dans le système du noyau. C'est ce qu'observe PERKINS pour les fragments lents, avec toutefois un effet latéral qui aurait peut être, selon lui, son explication dans des considérations de moment cinétique. Par contre, les fragments observés ici sont trop souvent émis vers l'avant pour pouvoir en général provenir de fissions : comme pour le cas de l'évaporation, ce mécanisme ne pourrait convenir que pour 45% au plus des fragments de 25 à 50 MeV.

Il faut donc trouver autre chose. Il est clair que tout phénomène lié à la 3ème phase de la désintégration ne pourra pas convenir, à cause de l'effet en direction.

3) Collisions.

On est donc conduit inévitablement à rattacher l'expulsion de la plupart de nos fragments au choc du primaire ou à la cascade nucléonique qui le suit immédiatement.

L'image qui s'impose alors est celle d'une sorte de collision, élastique ou inélastique, entre le primaire ou un nucléon de la cascade et un morceau du noyau auquel il communiquerait une impulsion suffisante pour lui permettre de sortir du noyau.

Cette conception se heurte immédiatement à une grosse difficulté : pour communiquer par exemple à un fragment de $A=10$ une énergie totale de 100 MeV, assez souvent observée, donc une impulsion de 1360 MeV, il faut un nucléon d'impulsion en tout cas supérieur à 700 MeV, même probablement à 1000 MeV. Les longueurs d'ondes associées à de tels nucléons sont $\lambda = 0,2$ à $0,3 \cdot 10^{-13}$ cm, alors que le rayon du fragment de $A=10$ est $3 \cdot 10^{-13}$ cm.

On ne conçoit pas comment une pareille interaction serait possible. En d'autres termes, comment un choc aussi violent pourrait-il ne pas détruire le fragment heurté ?

HEISENBERG [54] avait, il y a quelque temps, suggéré une explication qualitative : le champ mésonique intense accompagnant la création de mésons dans le premier choc du primaire provoquerait une forte augmentation de la "viscosité" de la matière nucléaire dans la région intéressée et serait capable d'agir comme un "liant" permettant l'entraînement de fragments entiers à grande vitesse. Cet effet serait analogue à la turbulence d'un fluide : les petits tourbillons produisent le même effet d'amortissement qu'une viscosité, qualitativement, tout au moins.

Cette explication séduisante s'est, depuis, avérée inexacte. En effet, d'après les observations de PERKINS, de SÖRENSEN et de nous même (voir ci-dessus), le nombre de branches "blanches" des étoiles (en majorité des mésons) n'a aucune influence ni sur la fréquence d'émission des fragments, ni sur leur énergie moyenne.

Pour tâcher d'avancer, supposons que des collisions nucléons-fragments soient malgré tout possibles, et essayons de voir quelles devraient être leurs caractéristiques pour rendre compte de la répartition angulaire que nous observons.

B - ETUDE des COLLISIONS NUCLEON-FRAGMENT.

Supposons d'abord qu'il s'agit de collisions élastiques.

1) Collisions élastiques.

SÖRENSEN a calculé la relation énergie-direction angulaire qu'auraient des particules α projetées dans des chocs élastiques par des primaires de différentes énergies, et comparé cette relation avec les résultats de ses observations.

Bien qu'il ne tienne pas compte dans ce calcul du fait que la particule α heurtée fait partie du noyau, et qu'il la suppose isolée et au repos, la différence entre les répartitions calculées et observées est suffisamment considérable pour lui permettre d'affirmer que la majorité des α ne sont pas projetés par le primaire, mais le sont par des nucléons de la cascade.

Il en est de même pour nos fragments : ceux, relativement nombreux, qui sont émis vers l'arrière, ou avec un θ faible et une faible énergie, ne peuvent évidemment pas être expulsés directement par choc élastique du primaire sur des nucléons supposés au repos.

Rien n'indique donc que le primaire soit seul responsable des fragments : il faut considérer et le primaire et les nucléons de la cascade.

Le calcul complet serait compliqué. Il faut tenir compte :

- 1°) de la répartition angulaire dans le choc nucléon sur fragment isolé au repos;
- 2°) de l'énergie de liaison du fragment dans le noyau ;
- 3°) de l'état de mouvement du fragment au moment du choc ;
- 4°) de la perte d'énergie subie par le fragment dans le noyau avant sa sortie ;
- 5°) du scattering du fragment dans la matière nucléaire.

Une méthode de calcul a été mise au point par GOLDBERGER [55] et appliquée par la lui à la diffusion des neutrons de 90 MeV par les noyaux de Pt ; elle a aussi été appliquée par BERNARDINI, BOOTH et LINDENBAUM [56] aux étoiles produites dans les plaques par des protons de 350 à 400 MeV. On arrive à un bon accord avec l'expérience.

Partant du même principe, nous allons voir qu'un calcul simpliste, utilisant uniquement les lois de conservation, permet de retrouver la relation énergie-écart angulaire moyen des branches grises des étoiles cosmiques, puis d'étudier celle des fragments, au moins de façon approximative.

Les résultats expérimentaux ne sont d'ailleurs pas assez étoffés pour qu'un calcul plus précis soit utile .

Nous prendrons comme modèle nucléaire un modèle de couches , avec un puits de potentiel d'allure parabolique [57].

Sur la figure 14, si P représente un nucléon du noyau , MP est son énergie de liaison, PQ son énergie cinétique dans le noyau, MQ son énergie potentielle, $\bar{r}$ sa distance moyenne probable au centre du noyau ; l'horizontale A A' représente le niveau d'énergie le plus élevé

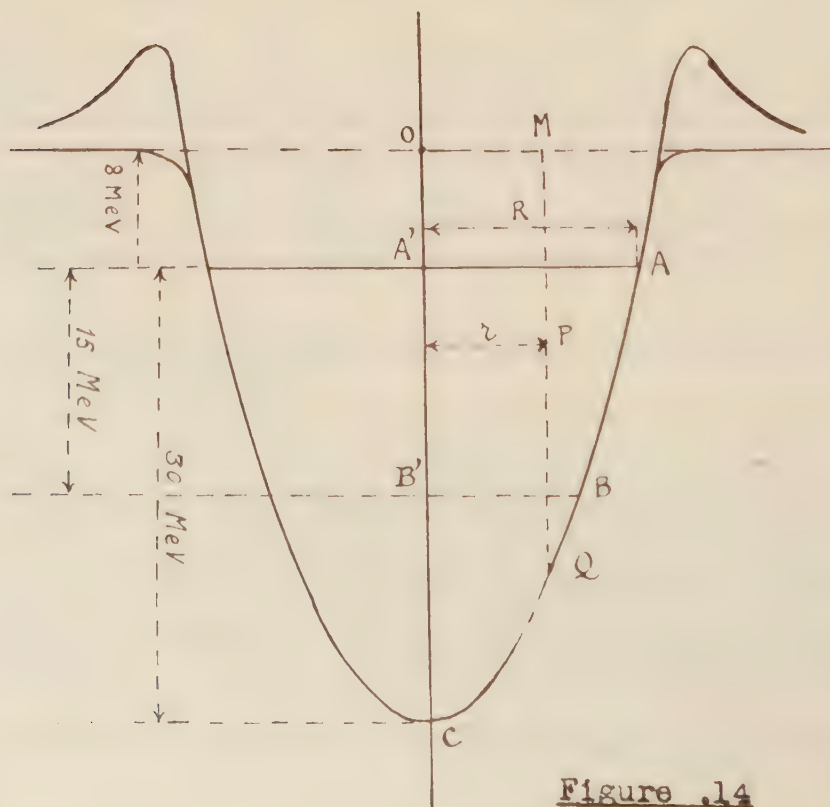


Figure 14

du noyau non excité ; $R = A A'$ est le rayon du noyau.

La profondeur maxima du puits (38 MeV) est choisie de façon à rendre l'énergie cinétique moyenne des nucléons du niveau supérieur $A A'$ égale approximativement à 22 MeV, valeur généralement admise.

a) Protons. Nous supposons ici le proton heurté au repos: sa vitesse initiale est en effet faible devant celle qu'il prend après le choc, aux énergies qui nous intéressent. Nous nous contentons de retirer de l'énergie résultant des collisions 30 MeV [56] (dont 19 MeV de liaison moyenne et environ 11 MeV de perte moyenne "normale" dans le noyau).

1) Prenons d'abord le cas d'un proton chassé directement par le primaire.

Soit θ l'angle du proton émergent avec la direction du nucléon incident, β_0 et $\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_0^2}}$ la vitesse et l'énergie totale du nucléon incident, β et γ celles relatives au proton projeté.

La conservation de l'impulsion et de l'énergie donne :

$$\frac{\gamma-1}{\beta\gamma} = \frac{\beta_0 \gamma_0 \cos \theta}{\gamma_0 + 1}$$

D'où β et γ fonction de β_0 , γ_0 et θ , et l'énergie E du proton émergent : $E = 930 (\gamma - 1) - 30$ MeV.

Supposons que les primaires des étoiles ont une énergie de 3 BeV (représentant une valeur moyenne) . Nous aurons ainsi, pour les protons rapides émis au cours du choc primaire $\overline{\cos \theta}$ ($= \cos \theta$ moyen) en fonction de E .

2) Les protons moins rapides peuvent résulter soit de collisions directes avec le primaire, à plus grand angle, soit de deux collisions successives.

Dans ce dernier cas, si β_1 et γ_1 sont les quantités relatives au nucléon intermédiaire, ψ l'angle du nucléon intermédiaire avec le primaire, et θ l'angle du proton sortant avec le primaire (Fig. 15), on aura approximativement :

$$\overline{\cos \theta} = \overline{\cos \psi} \overline{\cos \psi} .$$

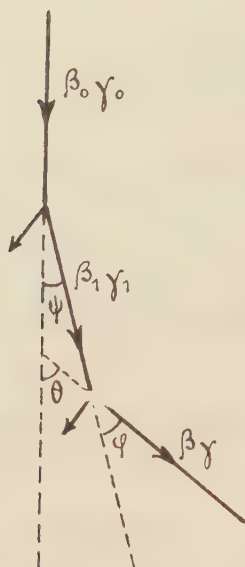


Figure .15

Fixons-nous une valeur de E : A chaque valeur de $\cos \varphi$ correspondra, dans le 2^{ème} choc, une valeur de β_1 . Celle-ci sera fournie dans le 1^{er} choc avec un angle moyen ψ donné par la formule :

$$\overline{\cos \psi} = \frac{\gamma_1 - 1}{\beta_1 \gamma_1} \cdot \frac{\gamma_0 + 1}{\beta_0 \gamma_0}$$

D'où $\overline{\cos \theta}$.

Si l'on fait le calcul pour diverses valeurs de $\cos \varphi$, on constate que les valeurs trouvées pour $\cos \theta$, pour un E donné, sont à peu près les mêmes, quel que soit φ , et voisines également de la valeur calculée pour un choc direct du primaire. Il se produit une compensation approximative : pour un φ plus grand, β_1 augmente, et ψ diminue. Ceci reste vrai à 3% près pour un large intervalle de

$\cos \varphi$ (0,25 à 0,9) . Le calcul dans l'hypothèse de 3 chocs successifs n'introduit pas d'écarts supérieurs à 10%. Nous pouvons tracer la courbe ainsi calculée donnant $\overline{\cos \theta}$ en fonction de E . La Fig. 16 montre cette courbe, ainsi que (en trait interrompu) la courbe expérimentale

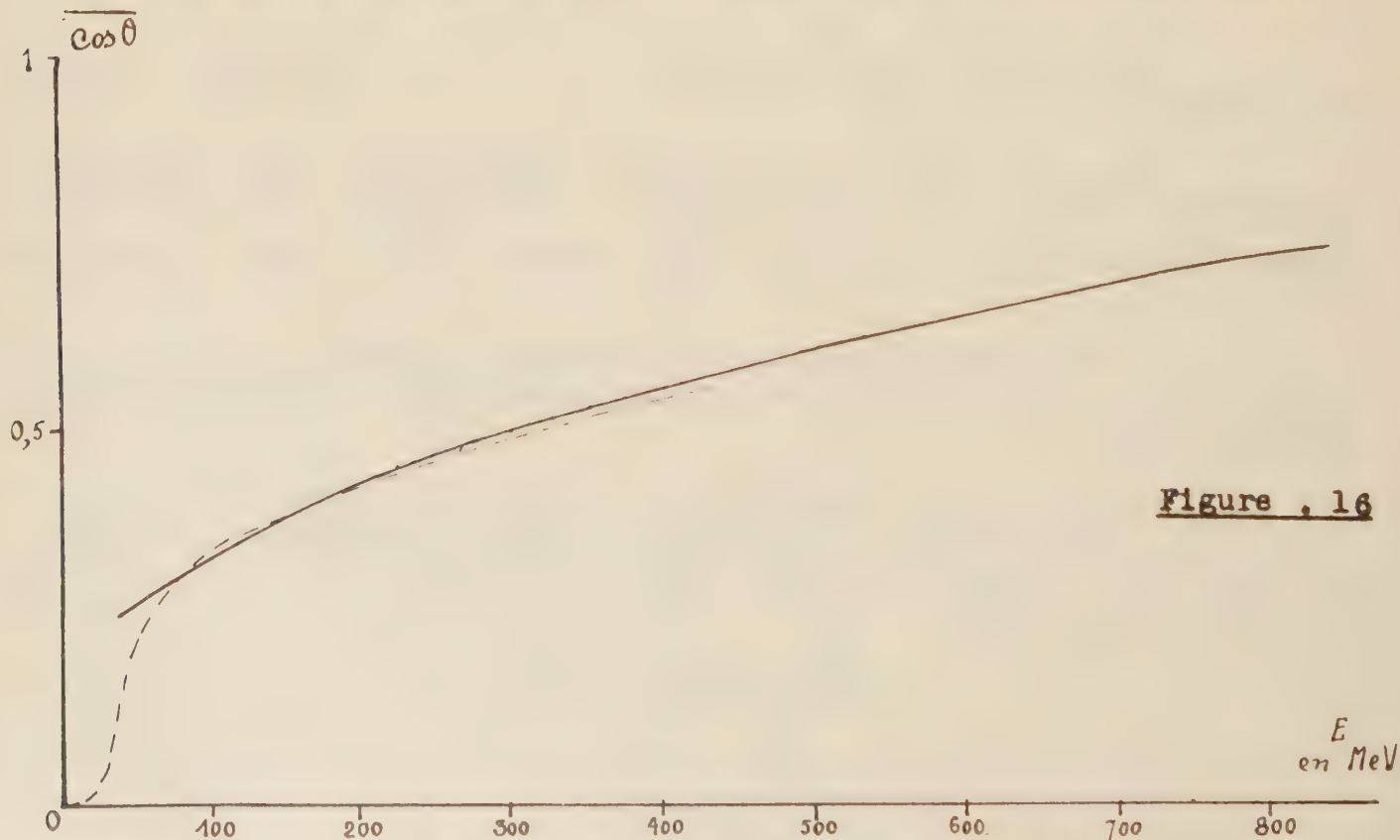


Figure . 16

Relation énergie-écart angulaire moyen pour les protons, calculée dans l'hypothèse des collisions élastiques, pour des primaire de 3 BeV. Courbe E : Courbe expérimentale.

déduite principalement des observations de CAMERINI et al. [45]. L'accord est très satisfaisant dans la région où les observations ont été faites pour les valeurs de β_0 et γ_0 choisies (correspondent à 3 BeV).

b) Particules α et fragment. Encouragés par ce résultat, nous essayons des calculs analogues.

Ici, les vitesses prises par le fragment étant beaucoup plus faibles, on ne peut plus éviter de tenir compte de son état de mouvement avant le choc.

Nous supposons que cet état est le même pour tous les nucléons du fragment (1).

Les valeurs de l'énergie de liaison et de la vitesse du fragment avant le choc seront calculées successivement pour divers points du schéma de la Fig. 14.

Remarquons que le fait d'adopter un puits parabolique ne nous force jusqu'à présent à introduire aucune notion hasardeuse de localisation dans le noyau : cela revient en somme uniquement à admettre comme possibles toutes les valeurs de l'énergie de liaison et de l'énergie cinétique initiales du fragment (dans certaines limites), alors que pour un puits carré ces deux quantités dépendent l'une de l'autre, leur somme étant constante. Nous nous plaçons donc simplement dans un cas plus général (2).

A) Pour les points de la parabole (ABC), qui correspondent à des nucléons supposés au repos, le calcul est simple.

β_0, γ_0 correspondent au nucléon (primaire ou intermédiaire) heurtant le fragment

β, γ correspondent au fragment, de numéro atomique A.

φ est l'angle du fragment émis avec la direction de l'incident (β_0, γ_0)

(Voir Fig. 15)

(1). - En réalité, plusieurs nucléons ne peuvent évidemment pas être dans le même état; celui-ci représentera une moyenne d'états voisins.

(2) - Ceci n'est pas entièrement exact : comme nous allons le voir, nous admettons une perte d'énergie moyenne du fragment dans le noyau (après le choc) qui dépend de χ ; on introduit donc quand même dans une certaine mesure la notion de localisation.

On a (conservation de l'énergie et de l'impulsion) :

$$\frac{\beta_1 \gamma_1}{A + \gamma_1} = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\gamma - 1}{\beta \gamma}$$

D'autre part γ est lié à l'énergie E du fragment observé en dehors du noyau :

$$E = 930 A (\gamma - 1) - \Delta E_1 + \Delta E_2 - \Delta E_3$$

avec

- ($\frac{1}{A} \Delta E_1$ = cote du point représentatif choisi, au-dessous de 0
- (ΔE_2 = énergie de liaison du fragment
- (ΔE_3 = perte d'énergie "normale" moyenne du fragment dans le noyau.

Nous prenons

$$\begin{cases} \Delta E_3 = 45 \times \frac{Z}{R} \text{ MeV pour les } \alpha \\ \Delta E_3 = 9A \times \frac{Z}{R} \text{ MeV pour les fragments plus lourds.} \end{cases}$$

On ne sait rien, a priori, sur $\cos \varphi$. Cependant il est probable que les valeurs de $\cos \varphi$ élevées, qui correspondent à une forte déviation (souvent $> 90^\circ$) du nucléon incident, sont rares. D'après des expériences faites à l'aide du cyclotron de Berkeley par RICHARDSON, BALL, LEITH et MOYER [58] sur le scattering élastique de protons de 340 MeV par divers noyaux, notamment le carbone, la déviation maxima des protons par le carbone serait de 30° , ce qui correspond à $\cos \varphi = 0,28$. Mais d'une part, les conditions imposées par la détection élimineraient les cas de chocs plus "pleins", s'il y en a ($\cos \varphi > 0,47$); d'autre part, rien ne dit que les choses se passent de la même façon à l'intérieur d'un noyau lourd. Nous admettons cependant que les valeurs de $\cos \varphi$ sont aussi faibles qu'il est possible pour obtenir le fragment voulu (en limitant cependant γ_1 à la valeur 2).

Si on fixe φ , à chaque valeur de E correspondra une valeur de γ_1 , donc un angle moyen ψ du nucléon heurtant par rapport au primaire de l'étoile, angle calculé comme il a été dit plus haut.

L'écart angulaire moyen θ des fragments sur le primaire prolongé sera alors donné par :

$$\overline{\cos \theta} = \cos \psi \cos \varphi$$

Si on fait le calcul pour différentes valeurs de $\cos \varphi$, on trouve des courbes ne s'écartant pas de plus de 10% les unes des autres, aussi bien pour les α que pour les fragments : la même compensation intervient que pour les protons. Nous pouvons ainsi tracer, pour chaque

point de la parabole, une courbe approximative donnant $\overline{\cos \theta}$ en fonction de E .

B) Pour les points de l'axe de la parabole (A' et B'), il faut tenir compte du mouvement du fragment au moment du choc. On peut admettre que le choc est possible que si ce mouvement est non pas forcément parallèle à celui du nucléon incident, mais tout au moins "dans le même". Nous considérons 2 cas :

1) mouvement parallèle

2) " perpendiculaire. Plus exactement : dans le système lié au fragment avant le choc, le fragment prend après le choc une direction perpendiculaire à sa vitesse primitive dans le système lié à l'ensemble du noyau.

Les calculs doivent être faits en tenant compte des corrections de relativité, ce qui les rend un peu longs.

Ils sont faits d'autre part, pour diverses valeurs de φ' , angle d'écart du fragment par rapport à l'incident dans le système lié au fragment avant le choc.

On calcule comme précédemment $\overline{\cos \theta} = \overline{\cos \psi} \cos \varphi$ en fonction de E .

De même que pour les points de la parabole, une compensation heureuse fait que les différentes courbes ainsi trouvées ne s'écartent pas non plus, de plus de 10% les unes des autres, pour les diverses valeurs de φ' possibles, et dans les deux cas envisagés (mouvement parallèle ou perpendiculaire). Il est donc encore possible, malgré le vague des hypothèses, de tracer une courbe approximative donnant $\overline{\cos \theta}$ en fonction de E pour les points A' et B' du graphique.

La Fig. 17 donne les courbes ainsi calculées pour les α , et la Fig. 18 celles correspondant aux fragments.

Dans les calculs relatifs aux fragments, on a pris pour A des valeurs augmentant avec E , moyennes des valeurs effectivement observées.

Ainsi $A = 8$ pour $E = 30$ MeV

" 9 " 60 "

" 10 " 100 "

Les différentes courbes correspondent aux diverses hypothèses faites sur l'état des nucléons du fragment au moment du choc (états représentés par les points correspondants du graphique (Fig. 14)).

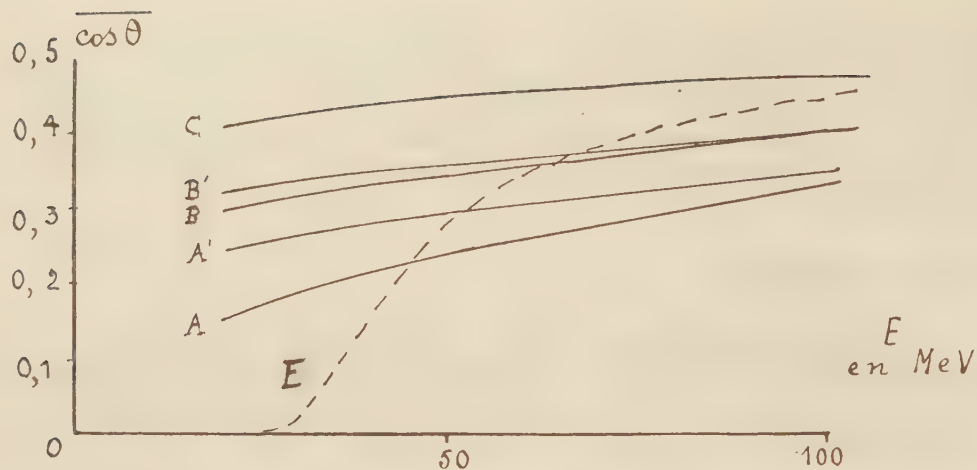


Figure. 17

Relation énergie-écart angulaire moyen pour les particules α , calculée dans l'hypothèse des collisions élastiques.
 Courbe E : Courbe expérimentale.

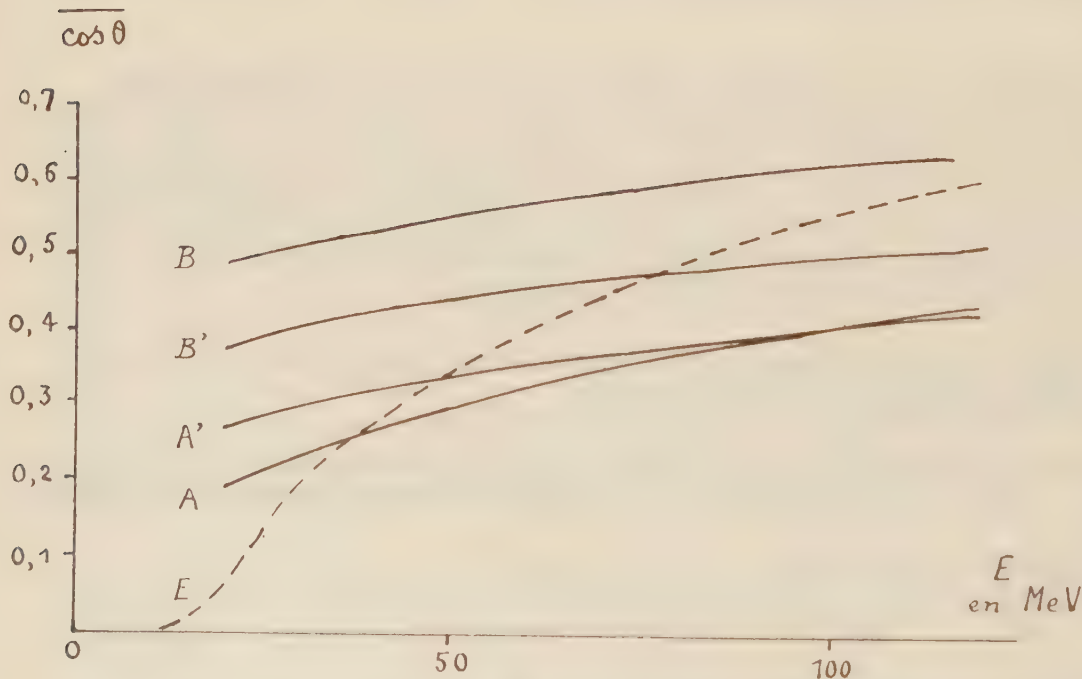


Figure . 18

Relation énergie-écart angulaire pour les "fragments" calculée dans l'hypothèse des collisions élastiques.
 Courbe E : Courbe expérimentale.

On a porté également sur les graphiques les courbes expérimentales donnant $\cos \theta$ en fonction de E (Courbes E).

Pour les α , la courbe expérimentale est faite en ajoutant les observations de SØRENSEN et les nôtres.

Pour les fragments, la courbe provient de nos mesures, complétées par les 6 cas de fragments énergiques notés par SØRENSEN, et par les indications de PERKINS pour les faibles énergies.

C - DISCUSSION sur les PROBABILITES d'EMISSION des FRAGMENTS.

1) Fréquence des fragments.

Voyons quelles remarques ces graphiques suggèrent :

1°) Tout d'abord, on voit que d'une façon très générale, les collisions élastiques ne rendent pas trop mal compte de la direction d'émission des fragments : les courbes expérimentales se trouvent en gros dans le paquet des courbes calculées. En particulier, les collisions expliquent le fait que l'on observe une concentration plus grande pour les fragments lourds que pour les α de même énergie.

2°) Si cette explication est bonne, les fragments (et les α) lents , c'est-à-dire de 50 MeV au plus, proviendraient en majorité de nucléons peu liés au noyau (points A et A') ; on rejoindrait ainsi graduellement l'explication par l'évaporation ou la fission.

; Lorsque E diminue au-dessous de 30 à 40 MeV, la courbe expérimentale descend de plus en plus au-dessous de la courbe A . Cet écart est peut-être dû au scattering des fragments dans le noyau, scattering qui augmente quand l'énergie diminue. Il reflète peut-être aussi l'entrée en action des mécanismes plus compliqués du genre fission, correspondant à une phase plus tardive du phénomène.

Pour les fragments plus énergiques les courbes B et B' conviendraient mieux : ces fragments seraient émis de couches plus liées.

En somme, le fait qu'on observe une très forte concentration de ces fragments montre qu'il faut inévitablement les associer à des nucléons expulseurs rapides (d'énergie cinétique approchant de 1 BeV). Ceci s'explique mieux en supposant l'émission partant de points de la zone BB' plutôt que de AA' , pour lesquels des nucléons moins rapides suffiraient, (ce qui conduirait à une dispersion angulaire plus grande que celle qu'on observe pour les fragments).

Remarquons que B' semble d'ailleurs correspondre à des cas plus plausibles que B , surtout pour les fragments. En effet, le calcul

montre que, pour B, l'énergie cinétique E_1 du nucléon expulseur par rapport au fragment (supposé au repos, pour B) dépasse déjà 1 BeV pour $E = 30$ MeV, si on admet $\cos \varphi = 0,5$. Il faut admettre des valeurs de $\cos \varphi$ plus grandes, allant jusqu'à 0,8 pour les fragments énergiques si on veut que E_1 ne dépasse pas 1 BeV (γ_1 maximum = 2); pour de tels φ , le nucléon rebondirait vers l'arrière, ce qui paraît peu probable. Ou alors, pour $\cos \varphi = 0,5$, E_1 devrait atteindre ou même dépasser 2 BeV : l'expulsion de fragments rapides se ferait très souvent par le primaire ; or cela ne paraît pas être le cas, d'après ce que nous avons vu.

Au contraire, pour B', même en supposant que $\cos \varphi$ ne dépasse pas 0,5, les fragments de 100 MeV peuvent être produits par des nucléons ayant 1 BeV dans le système lié au fragment avant le choc.

Pour les fragments exceptionnellement énergiques, de plus de 100 MeV, la courbe B' devient trop basse, les points de départ les plus probables seraient alors, non pas vers B, mais plutôt près de l'axe de la parabole, entre B' et C.

(Nous n'avons pas tracé la courbe C, qui se trouverait nettement au-dessus de la courbe B, et correspondrait à des valeurs véritablement impossibles de E_1 ou φ).

En somme, d'après ces résultats, les fragments énergiques prendraient naissance de préférence dans des zones à nucléons fortement liés tout en étant assez agités; l'émission se ferait lorsqu'un paquet de nucléons aurait un mouvement dans le même sens, en gros, que le nucléon rapide cheminant dans le noyau. Ceci suppose en quelque sorte la préexistence au moins momentanée de ce genre de paquets dans le noyau.

Si l'on se risque à introduire des notions hasardeuses de localisation, basées sur un modèle de couches dans un puits parabolique, on pourrait penser que ces zones seraient situées à l'intérieur du noyau ($r < R$), et non à la surface (point A : $r = R$).

3°) L'effet latéral observé par PERKINS sur les fragments lents, (et retrouvé par nous atténué et déporté vers l'avant pour $E \sim 50$ MeV) s'explique parfaitement dans le cas de collisions élastiques. Il doit en effet se produire si $\cos \varphi$ est sensiblement inférieur à $\cos \psi$. Ainsi, d'après nos calculs, pour $E = 32$ MeV (courbe A) si $\cos \varphi = 0,5$ $\cos \psi = 0,51$ avec $\gamma_1 = 1,44$
 $\cos \varphi = 0,3$ $\cos \psi = 0,75$, avec $\gamma_1 = 2,04$.

L'effet latéral sera observé si la plupart des chocs se produisent avec $\cos \varphi \leq 0,4$, par des nucléons d'au moins 600 MeV. Ceci n'a rien d'in vraisemblable. Le fait que cet effet latéral disparaît au-dessus de $E = 50$ MeV semble indiquer que γ_1 ne peut guère dépasser 2, ce que nous avons admis.

2) Collisions inélastiques.

Nous avons jusqu'ici supposé qu'il s'agit de collisions élastiques. On peut passer à l'autre extrême et envisager le processus suivant : un nucléon rapide traversant le noyau "ramasserait" un certain nombre de nucléons qu'il entraînerait avec lui dans sa direction (ou à peu près); le ramassage peut s'imaginer, soit d'un seul coup, soit par nucléons successifs.

C'est par un mécanisme de ce genre que J. HEIDMANN [59][60] a pu expliquer la formation des deutons rapides dans les étoiles.

Le calcul de la relation énergie-écart angulaire moyen est beaucoup plus facile dans ce cas : il suffit d'écrire la conservation de l'impulsion. Celle-ci donne, pour chaque E , la valeur de γ_1 , qui correspond à des nucléons d'écart moyen connu. Les Figures 19 et 20, montrent le résultat pour les α et les fragments respectivement, pour les mêmes états de départ, A A' B B' C, des nucléons ramassés (supposés tous dans le même état initial). Les courbes A' et B' ont été calculées en supposant le mouvement au moment du choc parallèle à celui du nucléon, et de même sens. Les courbes α' et ℓ' donnent le résultat en supposant ce mouvement perpendiculaire à celui du nucléon.

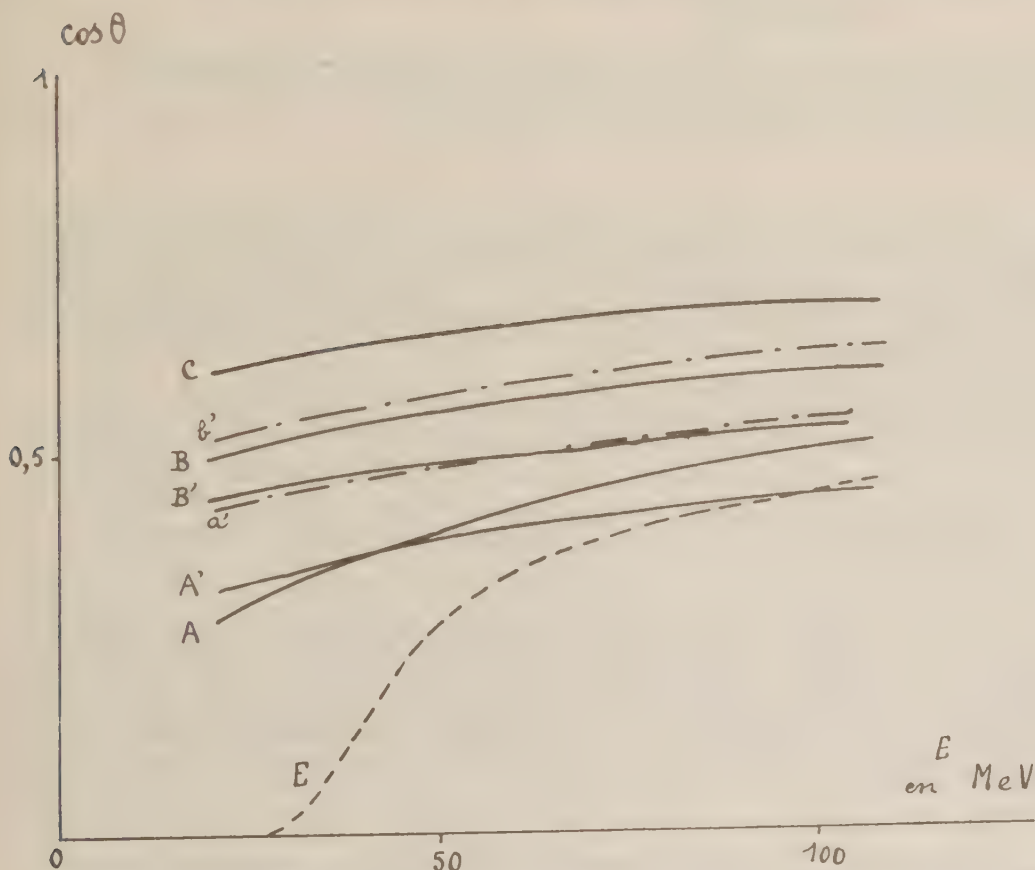


Figure . 19

Relation énergie-écart angulaire moyen pour les particules α calculée dans l'hypothèse du "ramassage" .

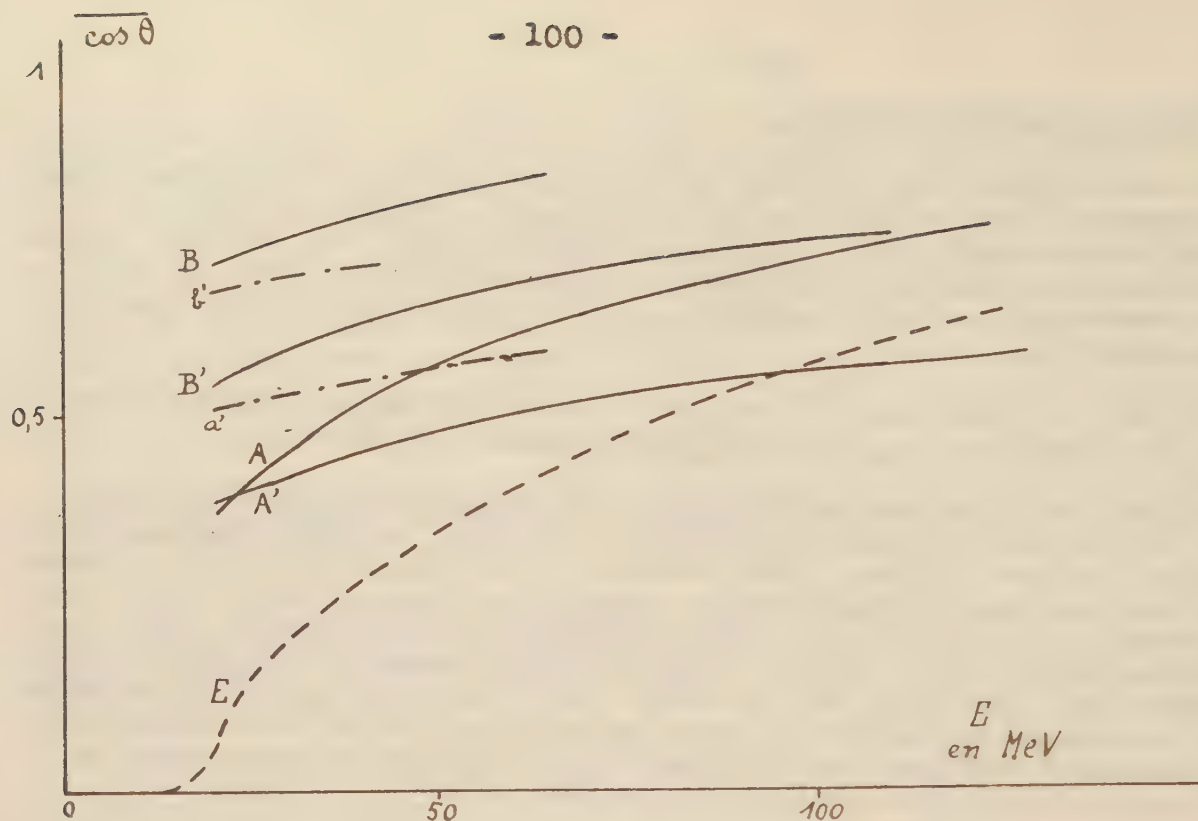


Figure. 20

Relation énergie-écart angulaire moyen pour les "fragments"
calculée dans l'hypothèse du "ramassage" .

Les courbes ainsi calculées sont dans l'ensemble nettement au-dessus des courbes expérimentales E , aussi bien pour les fragments que pour les α . Ce mécanisme conduirait à des particules encore plus concentrées vers l'avant que ce qu'on observe. Toutefois, il pourrait convenir pour les fragments très énergiques. S'il se produit, c'est évidemment le cas A' qui paraît le plus vraisemblable (ramassage de nucléons ayant un mouvement rapide et dans le même sens). Dans le cas A' , l'entraînement d'un fragment de 100 MeV pourrait se faire par un nucléon de 450 MeV d'énergie cinétique . Le cas α est très peu probable (vitesse initiale latérale) : pour un fragment de 100 MeV, le nucléon entraîneur devrait avoir 1.500 MeV.

Dans un processus de ce genre, la plus grande partie de l'énergie du nucléon incident disparaît : cette énergie importante devrait se retrouver sous forme de γ émis (ou même de mésons), et sous forme d'énergie d'excitation du fragment. On comprendrait encore moins bien que dans le cas des collisions élastiques pourquoi la plupart des fragments observés sont stables.

Au cours d'une conversation, le Professeur WEISSKOPF a suggéré un mécanisme voisin de ce dernier, mais qui éviterait cette grosse perte

d'énergie. Le nucléon poursuivrait son chemin, mais entraînerait plusieurs nucléons dans un mouvement parallèle, mais plus lent, par un effet analogue à la viscosité d'un fluide. Mais dans ce cas, il semble qu'on devrait souvent retrouver la trace d'un proton rapide au voisinage du fragments (lorsque le nucléon entraîneur est un proton). Cela ne paraît pas être le cas; aucune corrélation de cette espèce n'a pu être décelée.

Entre ces deux genres extrêmes de collisions (élastique et ramassage), on peut imaginer toutes sortes de collisions plus ou moins inélastiques. Tout ce que l'on peut dire c'est que les chocs élastiques rendent mieux compte, dans l'ensemble, de la répartition angulaire observée; donc, si collisions il y a, elles sont probablement assez souvent élastiques, ou à peu près.

Le ramassage ne peut malgré tout pas être exclu. On ne peut d'ailleurs s'empêcher d'y penser pour expliquer quelques cas, signalés par SORENSEN, dans lesquels un α rapide fait un angle très faible avec le primaire, sans que l'étoile comporte d'autres branches.

C - DISCUSSION sur les PROBABILITES d'EMISSION des FRAGMENTS.

Revenons maintenant à nos observations sur la fréquence des fragments en fonction du type de l'étoile, et examinons-les dans le cadre du mécanisme des collisions que nous avons envisagé.

1°) L'absence de corrélation entre le nombre de particules au minimum d'ionisation et la fréquence des fragments est normale si l'émission n'est pas produite en général directement par un primaire énergétique. Cela justifie le maximum que nous avons admis dans les calculs d'angles pour l'énergie du nucléon expulseur (environ 1 BeV).

2°) Voyons ce qu'il en est du caractère le plus frappant de la fréquence des fragments, son augmentation très rapide avec $n+q$ et autant avec n qu'avec q .

a) On pourrait penser que les fragments sont arrachés par des nucléons plus ou moins rapides à la zone "inférieure" superficielle du noyau (c'est-à-dire de l'hémisphère regardant la direction du primaire prolongé); cette idée semblerait assez naturelle et on éviterait ainsi la difficulté d'imaginer des fragments cheminant à l'intérieur du noyau, sans être détruits. S'il en était ainsi, la fréquence des fragments serait en gros proportionnelle à $\bar{q}$, et indépendante de n (dans la mesure où n ne dépend pas lui-même de q : les 2 courbes 1 et 2 de la Fig. 9 seraient confondues, ce qui est loin d'être le cas. D'autre part, $\bar{f}$ étant le nombre moyen des fragments par étoile, on ne comprendrait pas bien

l'augmentation marquée de $\frac{\bar{f}}{n+q}$, avec $n+q$ que l'on observe. Ces arguments

simples paraissent éliminer de façon certaine la naissance des fragments dans la couche superficielle inférieure, au moins pour la majorité d'entre-eux.

b) Il se pourrait que $\frac{f}{n}$ soit proportionnel non au nombre de nucléons d'énergie voulue pour chasser ou entraîner les fragments, mais à la longueur totale Σl parcourue par eux dans le noyau. Ce serait le cas s'ils peuvent prendre naissance en un point quelconque du noyau. Mais il est probable que n est au moins proportionnel à Σl , en moyenne. Le fait que $\frac{f}{n}$ augmente nettement avec n montre que $\frac{f}{n}$ a peu de chance d'être proportionnel à Σl ; il augmente certainement plus vite. Nous verrons plus loin que c'est bien le cas.

c) Ceci s'explique si les fragments ne peuvent provenir que de l'intérieur du noyau. L'augmentation de $\frac{f}{n}$ avec n vient alors de ce qu'un nucléon traversant le bord du noyau seulement produira quelques branches noires (évaporation et knock-on), mais ne pourra produire de fragments. Or, suivant les conceptions de localisations utilisées maintenant et introduites par SERBER [81], beaucoup de petites étoiles (ou relativement petites) viennent sans doute de chocs où le primaire traverse le bord du noyau (choc "rasant"), le centre restant intact : dans ces petites étoiles, un fragment ne naîtra que si un nucléon rapide de la cascade nucléonique passe par la région centrale, ce qui sera assez rare. Au contraire, en cas de "choc plein" du primaire, si la cascade nucléonique se développe vers le centre, l'étoile sera grande et en même temps la probabilité d'émission d'un fragment sera grande. On comprend fort bien dans ce cas, le fait remarqué par nous (voir plus haut) que les étoiles à branches peu nombreuses, mais énergiques semblent un milieu peu favorable à la naissance des fragments, puisque ce sont sans doute des phénomènes produits par un primaire énergétique, mais "rasant" qui affecte surtout une zone extérieure du noyau.

Tout ceci favorise donc l'hypothèse des fragments expulsés de la région centrale (ou tout au moins non-extérieure).

Selon J. HEIDMANN, cette augmentation de $\frac{f}{\Sigma l}$ avec la dimension de l'étoile serait favorable à l'hypothèse du "ramassage". On n'aurait pas besoin de supposer que les fragments ne partent que de l'intérieur du rayon : il est naturel de penser que la probabilité du ramassage n'est pas proportionnelle à Σl , mais fonction croissante également de la longueur traversée dans le noyau par un seul nucléon, longueur qui n'est grande que si le nucléon passe près du centre : on retrouve la même argumentation.

3°) Nous avons noté une augmentation assez nette de la charge moyenne des fragments avec $n+q$. Celle-ci s'explique fort bien si on admet que plus un fragment est gros, plus il faut se rapprocher du centre pour que l'émission soit possible.

4°) Si les fragments de grande énergie partent d'une région plus centrale que les fragments d'énergie plus faible comme le suggère l'étude de la répartition angulaire (voir plus haut), nous devrions observer aussi une augmentation de E moyen avec $n+q$. Or nous avons vu que E moyen est pratiquement indépendant de $n+q$. Il y a là une difficulté : cette constance de E moyen, qui en elle-même est favorable à l'hypothèse de la production des fragments par chocs de nucléons de la cascade nucléonique, ne trouve pas de place dans le schéma un peu plus détaillé que nous avons esquissé, où l'on fait appel à des localisations. Peut-être les fragments lents proviennent-ils eux aussi souvent des couches intérieures (courbe A' par exemple), leur dispersion angulaire plus grande que celle donnée par le calcul venant alors du scattering dans le noyau. Mais dans ce cas, l'effet latéral de PERKINS ne s'expliquerait plus si simplement par les collisions. Il faudrait des observations plus nombreuses pour tirer ce point au clair.

2° Sections efficaces de production de fragments par les nucléons cheminant dans la matière nucléaire.

a) Résultats déduits des observations. Cherchons un ordre de grandeur de ces quantités, en nous plaçant dans l'hypothèse des collisions.

Nos résultats expérimentaux concernant les fréquences de fragments portent, nous l'avons vu, sur les fragments de $E \geq 40$ MeV. Pour ceux-ci, les calculs de collisions montrent qu'il faut en gros admettre que le nucléon expulseur possède dans le noyau entre 300 et 1000 MeV d'énergie cinétique.

La statistique établie par JAUNEAU et al. permet de voir le nombre moyen q' de protons émergeant avec des énergies allant de 300 à 1000 MeV. Ce nombre est assez approximatif, car les énergies sont estimées par comptage de grains ; or, les densités de grains correspondantes vont de 1,2 à 1,85 fois le minimum, et on est obligé pour avoir q' de retirer du nombre de branches correspondant à ces densités la part représentant la fluctuation à attendre sur les branches au minimum (mésons).

De q' on peut déduire la longueur moyenne $\sum \ell$ parcourue par ces branches dans le noyau. Nous admettons $\sum \ell = 2 q' \times u R$.

R = rayon du noyau = $6,3 \cdot 10^{-13}$ cm (moyenne Ag et Br); 2 est un coefficient introduit pour tenir compte des neutrons de la cascade nucléonique qui ne sont pas observés.

μR est la longueur parcourue par un nucléon " q " dans le noyau. Nous admettons que μ va de 0,6 à 1 quand $n+q$ croît de 5-10 à >20 .

Nous connaissons d'autre part les fréquences par étoile, f , des fragments de $E \geq 40$ MeV. On en déduit le libre parcours moyen λ dans la matière nucléaire des nucléons " q " pour la production de ces fragments

$$\lambda = \frac{\sum l}{f}$$

Pour un noyau de $A=99$ composé de 11 fragments "en puissance" de $A=9$ (dimension moyenne des fragments observés), ceci donne une sec-

$$\text{tion efficace } \sigma = \frac{10^{-31}}{\lambda}.$$

Les résultats sont les suivants :

$n+q$	q'	$\sum l$ en 10^{-13}cm	f observé	λ en 10^{-13}cm	σ en barns
5-10	0,5	3,8	0,024	160	0,006
11-15	0,83	8	0,074	110	0,009
16-20	1,2	13	0,22	60	0,017
>20	1,75	22	0,47	47	0,021

Ces valeurs de σ sont assez élevées. Elles le seraient encore plus si on admettait qu'il n'y a qu'une partie des nucléons du noyau pouvant former des fragments "en puissance", ou que les fragments ne peuvent partir que de la région centrale (ce qui diminuerait $\sum l$).

L'augmentation de σ avec $n+q$ est conforme à ce que nous avons annoncé. Comme nous l'avons vu, elle pourrait s'expliquer par l'hypothèse d'une augmentation de σ lorsqu'on quitte la région superficielle du noyau : il est probable en effet que les grandes étoiles contiennent en moyenne une plus grande proportion de nucléons " q " traversant la région centrale que les petites étoiles.

b) Comparaison avec les résultats de la théorie et de l'expérience concernant le choc de nucléons rapides sur des noyaux libres.

Une théorie du scattering élastique des nucléons rapides par les noyaux, a été donnée par FERNBACH, TAYLOR et SERBER [62]. Basée sur des idées de SERBER [61], elle consiste à assimiler le noyau à une sphère transparente et absorbante, d'indice lié à l'énergie du nucléon dans le noyau. Pour la diffraction seule de l'onde liée au nucléon (scattering élastique), on a :

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\sigma_T}{\pi} \left[\frac{J_1(KR' \sin \theta')}{\sin \theta'} \right]^2$$

où θ' est l'angle de déviation du nucléon, dans le système du fragment avant le choc

K = vecteur de propagation du nucléon incident dans ce système

R' = rayon du fragment heurté. Pour $A=9$, $R'=2,9 \cdot 10^{-13}\text{cm}$

$$d\omega = 2\pi \sin \theta' d\theta'$$

(J_1 fonction de BESSEL)

σ , section totale, est donnée par une formule assez longue contenant R' , K_1 et K' ,

où le vecteur de propagation de l'onde à l'intérieur du fragment est $K + K_1$ (la différence avec K provenant du puits de potentiel, de profondeur environ 30 MeV).

K' est le coefficient d'absorption des nucléons incidents dans la matière nucléaire.

Pour évaluer approximativement K , K_1 et K' nous prendrons comme énergie du nucléon dans le système lié au fragment avant le choc une moyenne grossière des valeurs admises dans les calculs de collision que nous avons faits dans l'étude de la répartition angulaire des fragments: prenons 550 MeV. Avec cette valeur, on trouve immédiatement

$$K = 5,4 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-1}$$

$$\text{et } K_1 = 0,2 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-1}$$

K' se déduit de la valeur de Σ , section de choc nucléon-nucléon.

On sait que cette section efficace diminue quand l'énergie augmente, puis reste sensiblement constante lorsque l'énergie atteint quelques centaines de MeV. Nous pouvons prendre comme base les résultats expérimentaux de CHAMBERLAIN, SEGRE et WIEGAND [63] à 250 MeV, qui trouvent une section efficace sensiblement indépendante de l'angle, donnant

$$\Sigma_{pp} (= \Sigma_{nn}) = 0,023 \text{ barns. Pour } \Sigma_{np} \text{ les expériences de KELLY, LEITH,}$$

SEGRE et WIEGAND [64] donnent une section variant fortement avec la direction, d'où l'on peut déduire par intégration $\Sigma_{np} = 0,037 \text{ barns.}$

Pour des chocs sur des nucléons non libres, mais faisant partie d'un noyau, Σ est plus faible, d'un facteur environ $\frac{2}{3}$ (GOLDBERGER) [55].

$$\text{Nous prendrons donc : } \Sigma = \frac{2}{3} \frac{0,023 + 0,037}{2} = 0,02 \text{ barns}$$

$$\text{On en déduit : } K' = A \cdot 10^{12}\text{cm}^{-1}.$$

La longue formule de FERNBACH, TAYLOR et SERBER, donne alors :

$$\sigma_T = 0,9 \pi R'^2 = 0,23 \text{ barns}$$

Il s'agit maintenant de voir quelle est la fraction de σ_T correspondant à des fragments capables de sortir du noyau avec $E \geq 40$ MeV. En reprenant nos calculs de collision, on trouve que pour un nucléon expulseur de 550 MeV dans le système lié au fragment avant le choc, $E = 40$ MeV est atteint pour $\cos \varphi = 0,3$ (courbe A')

$$\text{ou } \cos \varphi' = \cos \varphi = 0,5 \quad (\text{courbe A}).$$

Prenons $\cos \varphi' = 0,4$. Ce cas correspond, pour un nucléon de 550 MeV heurtant un fragment de $A=9$, à $\theta' = 40^\circ$.

D'après la répartition angulaire calculée par FERNBACH et al., la fraction des chocs donnant les fragments observés sera donc :

$$\frac{1}{\int_0^{90^\circ} F^2 d\omega} \int_{40^\circ}^{90^\circ} F^2 d\omega,$$

avec :

$$F = \frac{J_1(K R' \sin \theta')}{\sin \theta'},$$

si on néglige les chocs correspondants à $\theta' > 90^\circ$, qui sont probablement très rares.

Le calcul donne pour cette fraction 0,0485 d'où :

$$\sigma = 0,0485 \times 0,23 = \underline{0,011 \text{ barns}}.$$

On trouve donc ainsi une valeur du même ordre que celle déduite des observations, pour $n+q=15$ environ.

Il ne faut pas s'exagérer la portée de cette concordance. Il est probable que la théorie du noyau transparent de SERBER donne des sections efficaces trop élevées pour θ' grand. Une indication dans ce sens vient des expériences faites par RICHARDSON, BALL, LEITH et MOYER [58] sur le scattering élastique des protons de 340 MeV par différents noyaux, carbone, cuivre et plomb. Les sections efficaces trouvées sont en accords avec la théorie du noyau transparent pour $\theta' \leq 20^\circ$. Mais vers $\theta' = 30^\circ$, elles paraissent déjà sensiblement plus basses. Aucun scattering à plus de 30° ne paraît avoir été observé ; il est vrai que l'énergie des protons diffusés était sélectionnée d'une façon limitant θ' à 50° environ (dans le cas du carbone).

Malgré tout, cette comparaison semblerait indiquer que les collisions nucléons rapides sur fragments ne sont peut-être pas aussi impensables que ce qu'on aurait pu croire a priori. Les sections de chocs nécessaires pour rendre compte de l'expulsion des fragments par collision, dans les gros noyaux, seraient sans doute plus grandes que dans le cas des fragments isolés, d'après ces données, mais elles ne seraient pas d'un ordre de grandeur tellement différent.

C O N C L U S I O N S

Essayons de résumer la discussion qui précède, et de conclure :

1) Le seul point vraiment sûr est le fait que les fragments rapides sont projetés pendant le début de l'interaction, soit par le premier choc du primaire, soit le plus souvent pendant le développement dans le noyau de la cascade nucléonique qui suit ce choc.

La répartition angulaire si nettement dirigée vers l'avant, ne laisse guère de place à une autre interprétation.

Encore cette affirmation n'est-elle entièrement valable que pour les fragments énergiques : dans les énergies modérées observées ici (20 à 30 MeV) il est possible qu'un processus plus tardif, du genre fission ou évaporation, conduise à l'expulsion de morceaux lourds. Mais comme la préférence pour les directions vers l'avant se fait sentir jusqu'à ces énergies modérées, ces mécanismes, s'ils interviennent, ne sont responsables que d'une partie des fragments. Rien ne permet donc d'affirmer qu'ils se produisent .

2) Si l'on veut aller plus loin, il faut malheureusement quitter le terrain solide. Des calculs approchés indiquent, malgré leurs imperfections, que la direction moyenne d'émission des fragments aux différentes énergies est en gros compatible avec celle qui résulterait de collisions des nucléons de la cascade sur des morceaux du noyau, ceci aussi bien pour les fragments de $Z \geq 3$ que pour les particules α rapides.

Certains traits (concentration plus forte des fragments plus lourds à égale énergie, effet latéral aux énergies modérées, constance de l'énergie moyenne pour différentes dimensions d'étoiles) suggèrent même assez fortement les collisions.

D'autre part, la répartition angulaire semble cadrer plutôt mieux avec des collisions élastiques que des collisions inélastiques du genre "ramassage".

Ces dernières sont d'ailleurs peut-être encore plus difficiles à imaginer, à cause de la grosse perte d'énergie qui les accompagnerait; celle-ci devrait se retrouver partiellement en énergie d'excitation du fragment; ce dernier serait souvent radioactif, ce qui n'est pas le cas.

Le gros obstacle provient de la difficulté d'imaginer l'interaction de nucléons rapides sur des fragments entiers : nucléons de 200 à 1000 MeV environ, d'après les calculs de collision ($\lambda = 0,12$ à $0,3 \times 10^{-13} \text{cm}$), sur des fragments de $2,5$ à $3,5, 10^{-13} \text{cm}$ de rayon.

En l'absence de théorie et d'expériences complètes, on ne peut rien affirmer à ce sujet. Cependant, un calcul basé sur la théorie du noyau transparent de SERBER, et quelques expériences de diffusion de protons rapides semblent indiquer que de telles interactions, bien que relativement rares, ne sont pas aussi inconcevables que ce qu'on pourrait croire.

3) On peut chercher à s'aventurer encore un peu plus loin, sur un sol encore plus mouvant.

L'interprétation par collisions élastiques de la répartition angulaire au moyen d'un modèle nucléaire de couches, ainsi que certains traits de la fréquence des fragments en fonction du type des étoiles s'accordent pour suggérer que la plupart des fragments, surtout les plus énergiques, partent de l'intérieur du noyau.

Sans aller jusqu'à mettre leur origine vers le centre, car on ne voit pas comment ils pourraient cheminer un long trajet dans le noyau sans être détruits, on peut penser qu'ils ne prennent pas naissance dans la couche extérieure, en général. Le fait qu'aucun fragment ne paraît pouvoir provenir des noyaux légers (C, N, O) est favorable à cette idée.

On ne peut s'empêcher de penser qu'il peut même y avoir là une façon de tourner l'obstacle dont nous parlions. Peut être un fragment plus ou moins préexistant à l'intérieur d'un gros noyau est-il très différent d'un fragment libre ? Peut-être ses dimensions sont-elles plus petites, et les forces nucléaires plus grandes ? Les connaissances sur le noyau sont encore trop peu avancées pour qu'on puisse rejeter ces hypothèses.

Ces considérations sont certainement trop schématiques. Il est probable que la réalité est beaucoup plus complexe. Mais de toute façon, cette puissante accélération de gros morceaux de noyaux jusqu'à de grandes énergies est un phénomène très surprenant, qui ne peut pas recevoir d'explication banale. Il semble bien que la solution de cette énigme doive faire intervenir des notions nouvelles sur le noyau.

Cela suffit à montrer l'intérêt qu'il y a à creuser cette question davantage. Nous devons pour l'instant nous contenter de cette conclusion, qui n'en est pas une.

C'est entièrement grâce à l'influence personnelle du Professeur LEPRINCE-RINGUET que le présent travail a été possible. Non seulement il m'a dirigé et aidé de son contact si fécond, mais ces recherches ont trouvé un terrain propice dans le milieu vivant et actif du groupe de chercheurs qu'il anime de son enthousiasme. Je tiens à lui en exprimer ici toute ma très profonde reconnaissance, ainsi que pour l'intérêt amical qu'il m'a toujours témoigné.

Mes remerciements vont également à tous les membres de son laboratoire et principalement à MM. Jean HEIDMANN et Louis MICHEL pour de nombreuses et intéressantes discussions sur les noyaux et les réactions nucléaires. C'est grâce à M. FERRAND et à son équipe du laboratoire que les plaques utilisées ont pu être envoyées en haute altitude. Elles ont été développées au laboratoire par MM. MORELLET et LOUVIGNY. Je remercie également M. Jacques TREMBLEY qui a effectué pour moi quelques mesures de scattering, M. Daniel MORELLET qui a réalisé les projections des photographies observées et Mlles M. ROUGEUL et D. VIDAL, ainsi que Mrs COWIE qui ont effectué un premier examen microscopique des plaques.

Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'Administration des Ponts et Chaussées, et particulièrement à Monsieur l'Inspecteur Général B. RENAUD, à qui je suis redevable de mon affectation à la Recherche Scientifique.

=====

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

INTRODUCTION.

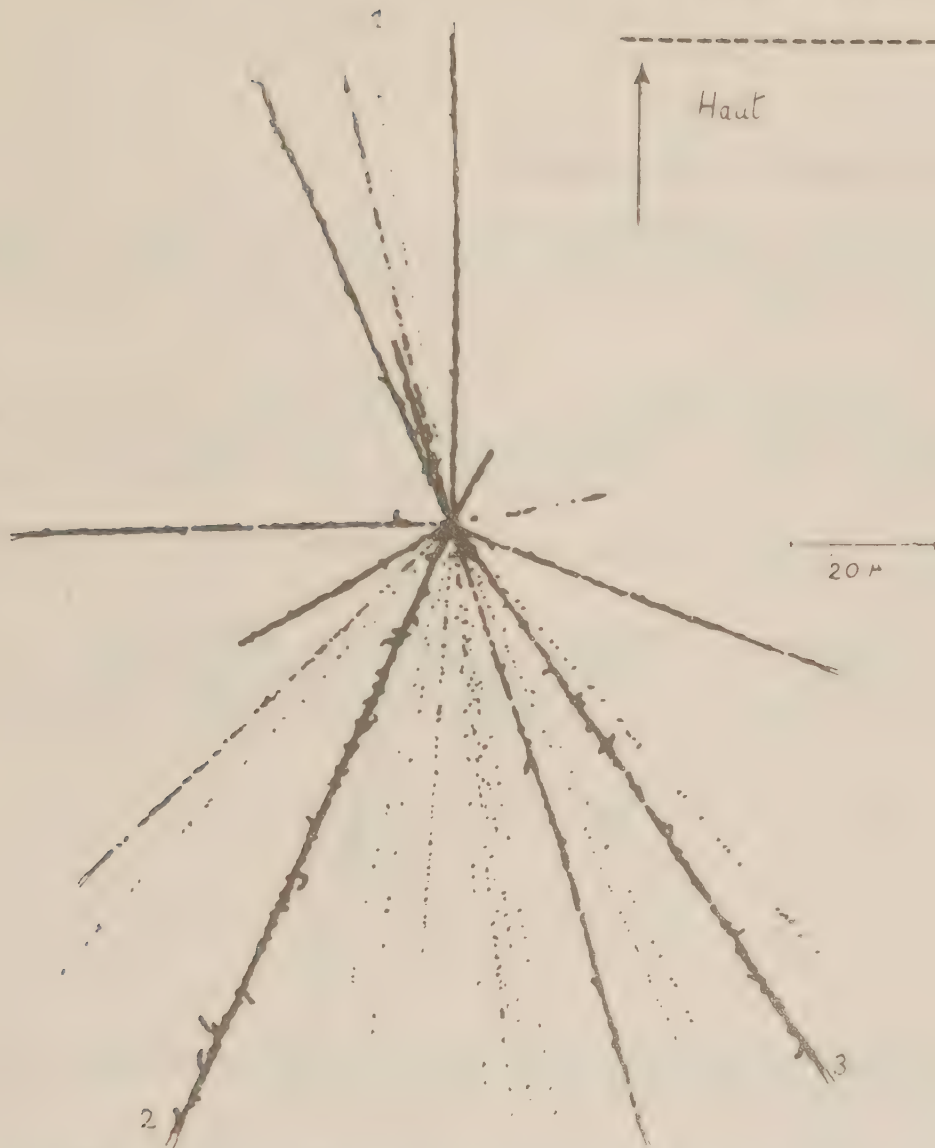
- (1) OCCHIALINI et POWELL - Nature 159, p.93 (1947).
- (2) FRANZINETTI et PAYNE - Nature 161, p.735 (1948).
- (3) PICKUP et VOYVODIC. Canadian Journal of Research 28, p.616, (1950)
- (4) HODGSON. Phil. Mag. 42, p. 207 (1951).
- (5) HODGSON et PERKINS. Nature 163, p. 439 (1949)
- (6) BONETTI et DILWORTH- Phil. Mag. 40, p.585 (1949).
- (7) BLAU, BLOCK et NAEKE - Physical Review 76, p.860 (1949)
- (8) PERKINS. Proc. Royal Soc. A 203, p.399 (1950)
- (9) SØRENSEN. Phil. Mag. 42, p.188 (1951)
- (10) SØRENSEN. MEDDELELSE nr 186 fra Universitetets Fysiske Institutt,
OSLO.
- (11) FERRAND, MORELLET, BOUSSER - Annales de Géophysique, Juillet-
Septembre 1950.

PREMIERE PARTIE.

- (12) VOYVODIC. Canadian Journal of Research A 28, p.315 (1950)
- (13) MOTTL. Proc. Royal Soc., A; 124, p.425 (1929)
- (14) MOLLER . Annales de Physique 14, p.531 (1932).
- (15) BHABHA . Proc. Royal Soc. 164, p.257 (1938).
- (16) MASSEY et CORBEN. Proc. Cambr. Phil. Soc. 35, p.463 (1939).
- (17) HERZ. Phys. Rev. 75, p.478 (1949).
- (18) ZAJAC et ROSS. Nature 164, p.311 (1949).
- (19) BLUM. Journal de Physique 12, p.860 (1951).
- (20) BRADNER, SMITH, BARKAS et BISHOP. Phys. Rev. 77, p.462 (1949)
- (21) FREIER, LOFGREN et OPPENHEIMER. Phys. Rev. 74, p.213 et 1818 (1948)
- (22) BRADT et PETERS. Phys. Rev. 74, p.1828 (1948).
- (23) HOANG TCHANG FONG. Journal de Physique 12, p.739 (1951)
- (24) BOHR. The penetration of atomic particles through matter
Copenhagen (1948).
- (25) PICKUP et VOYVODIC. Canadian Journal of Physics, 29, p.253 (1951).
- (26) CRUSSARD. Comptes-rendus Acad.Sc. 231, p.141 (1950)
- (27) HODGSON. Phil. Mag. 43, p. 190 (1952).
- (28) STEIGERT, TOOPS et SAMPSON- Phys. Rev. 83, p.474 (1951) .
- (29) PERKINS. Phil. Mag. 41, p.138 (1950).
- (30) Le COUTEUR. Proc. Phys. Soc. A 63, p.250 et 498 (1950).
- (31) BOUSSER, DELLA CORTE, JAUNEAU, PEYROU. Proc. International Conference
on Elementary Particles, Tata Institute, Bombay (1950).
- (32) HEMMENDINGER. Phys. Rev. 75, p.1267 (1949).
- (33) TOLLESTRUP, FOWLER, LAURITSEN. Phys. Rev. 76, p.428 (1949).
- (34) CARLSON. Phys. Rev. 84, p.749 (1951).
- (35) LI, WHALING, FOWLER, LAURITSEN. Phys. Rev. 83, p.512 (1951).
- (36) Voir HORNYAK, LAURITSEN, MORRISON, FOWLER, Rev. of Mod. Phys. 22,
p. 291 (1950).
- (37) MULLIN et GUTH. Phys. Rev. 76, p.683 (1949).
- (38) BROWNE, WILLIAMSON, CRAIG, DONAHUE. Phys. Rev. 83, p.179 (1951).
- (39) HODGSON. Nature 165, p.355 (1950).

DEUXIEME PARTIE.

- (40) CAMERINI, FOWLER, LOCK, MUIRHEAD. Phil. Mag 41, p.413 (1950)
- (41) MANTREDINI- Nuovo Cimento 8, p.195 (1951).
- (42) HARDING. Phil. Mag 40, p.530 (1949)
- (44) SALANT, HORNOSTEL, FISK, SMITH- Phys.Rev.79, p.184 (1950)
- (45) CAMERINI, DAVIES, FOWLER, FRANZINETTI, LOCK, PERKINS,
YEKUTIELI - A paraître. Voir progress in Cosmic Ray
Physics, éditeur J.G.Wilson (1952).
- (46) MARQUEZ et PERLMAN - Phys.Rev.81, p.952 (1951)
- (47) BATZEL et SEABORG - Phys.Rev.82, p.607 (1951)
- (48) GREENBERG et MILLER- Phys. Rev.84, p.845 (1951)
- (49) HOANG TCHANG FONG, JAUNEAU, MORELLET- Research, Avril 1949
- (Bristol Congress Symposium).
- (50) BRUCKNER et POWELL - Phys. Rev. 75, p.1274 (1949).
- (51) HODGSON - Phil Mag. 41, p.725 (1950)
- (52) BAGGE- ZEITSCHRIFT für Physik 21, p.461 (1944).
- (53) FUJIMOTO et YAMAGUCHI - Progress theor.Phys.5, p.76 (1950).
- (54) HEISENBERG -ZEITSCHRIFT für Physik 126, p.569 (1949)
- (55) GOLDBERGER-Phys. Rev.74, p.139 (1948).
- (56) BERNARDINI, BOOTH, LINDENBAUM - Phys. Rev.83, p.669 (1951).
- (57) BETHE et BACKER - Rev. of Mod.Phys 8, p.82 (1936).
- (58) RICHARDSON, BALL, LEITH, MOYER -Phys.Rev.83, p.859 (1951)
- (59) HEIDMANN - Phil Mag. 41, p.444 (1950).
- (60) HEIDMANN - Phys.Rev. 80, p.171 (1950)
- (61) SERBER - Phys. Rev.72, p.1114 (1947)
- (62) FERNBACH, TAYLOR, SERBER - Phys. Rev. 75, p. 1352 (1949)
- (63) CHAMBERLAIN, SEGRE, WIEGAND. Phys.Rev.81, p.284 (1951).
- (64) KELLY, LEITH, SEGRE, WIEGAND. Phys. Rev. 79, p.96 (1950).



Emission de deux fragments rapides dans une désintégration de grande énergie.

1 est le primaire, situé en face d'une gerbe de 14 particules, dont 10 au minimum d'ionisation.

2 sort de l'émulsion au bout de 510 μ ; le comptage des δ donne :

$$\begin{array}{|l} Z = 3 \text{ (ou 4)} \\ \varepsilon = 14 \text{ (13 à 15) MeV} \end{array}$$

3 sort de l'émulsion au bout de 250 μ ; le comptage des δ donne :

$$\begin{array}{|l} Z = \text{"3 probable"} \\ \varepsilon = 9 \text{ (8 à 10) MeV.} \end{array}$$

Emission d'un noyau de bore rapide.

- 1 est la particule incidente (environ 3000 μ de long). La mesure du scattering indique une énergie cinétique (s'il s'agit d'un proton) comprise entre 800 et 3.000 MeV. la valeur la plus probable étant 1.300 MeV
- 2 sort de la plaque au bout de 245 μ , mais la trajectoire a pu être retrouvée sur une autre plaque, dans laquelle elle s'arrête après avoir parcouru 203 μ . Le comptage des δ indique $Z=5$. L'énergie cinétique totale est 155 MeV (s'il s'agit de ^{11}B).
- 3 a un aspect compatible avec la trajectoire d'une particule α rapide (40 à 80 MeV).

Si l'on suppose le fragment directement expulsé par le primaire dans une collision, on peut calculer l'énergie que doit avoir ce primaire pour fournir un ^{11}B de 155 MeV sous l'angle observé ($\cos \theta = 0,63$) On trouve :

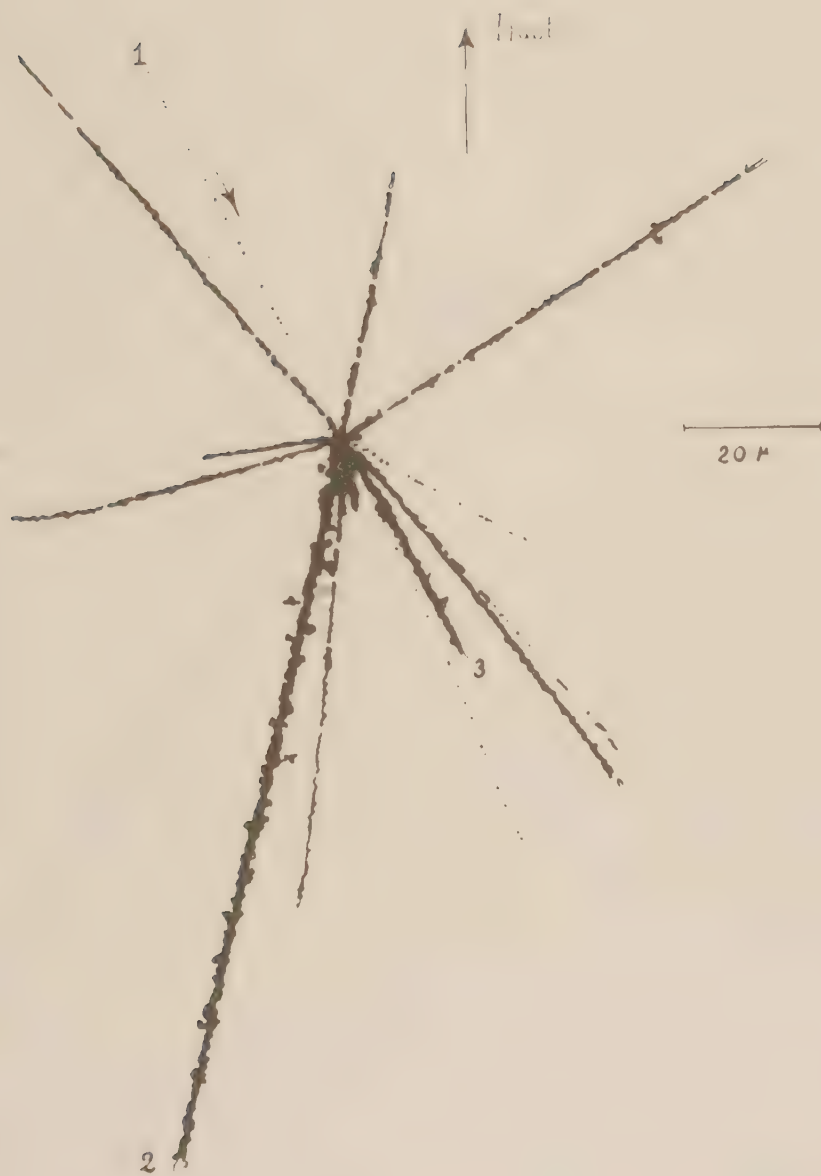
cas A de la fig. 14 : 1.050 MeV

A'	"	800	"
B	"	2.900	"
B'	"	2.100	"

Ces différentes valeurs sont compatibles avec celles fournies par le scattering (sauf peut-être le cas A').

La position des deux branches "blanches" émises est également cohérente avec l'hypothèse d'une collision élastique du primaire, et ne permet pas ici de départager les différents cas.

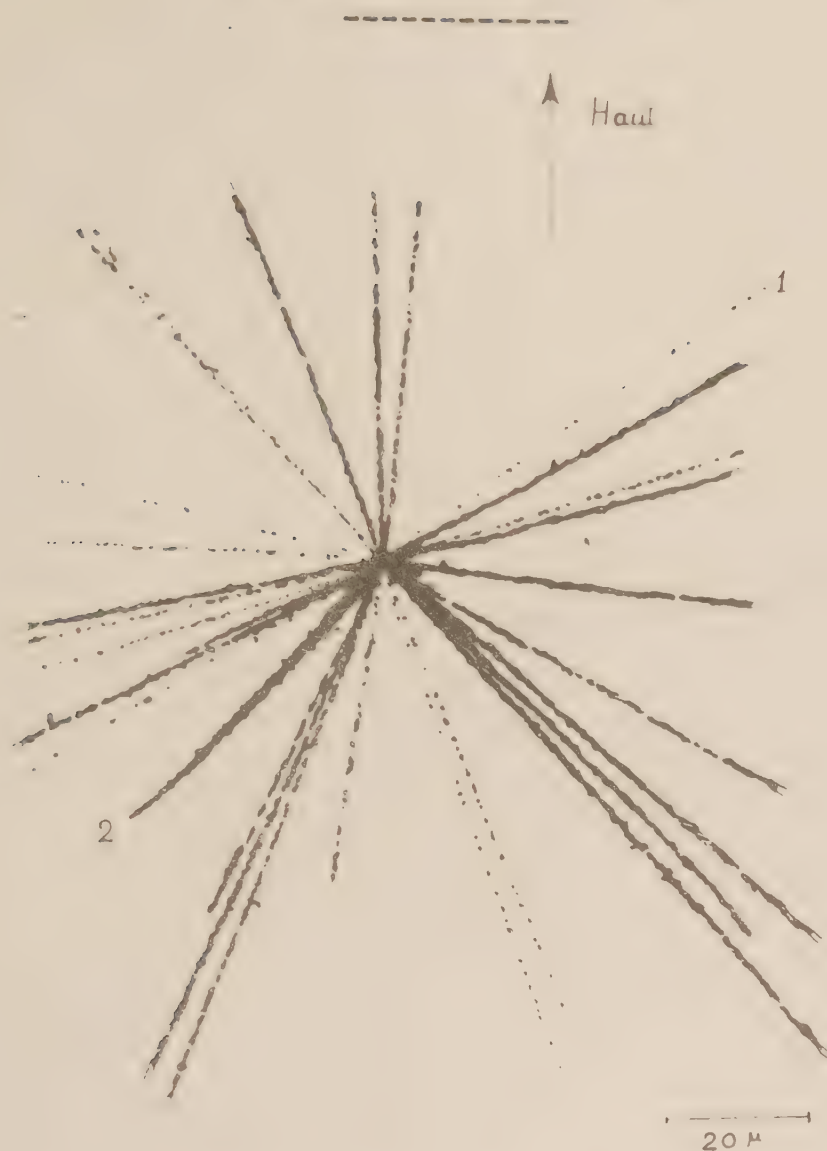
Dans l'hypothèse du "ramassage", seul le cas A' serait possible et conduirait à un primaire de 2.150 MeV. Les autres cas envisagés exigeraient tous un primaire extrêmement rapide (> 10 BeV).





Un "poignard" de 165μ , de long, terminé dans l'émulsion (trace 2). Il correspond à $Z=6$ (ou peut être 5), et $E=108$ MeV (ou 90 MeV si $Z=5$).

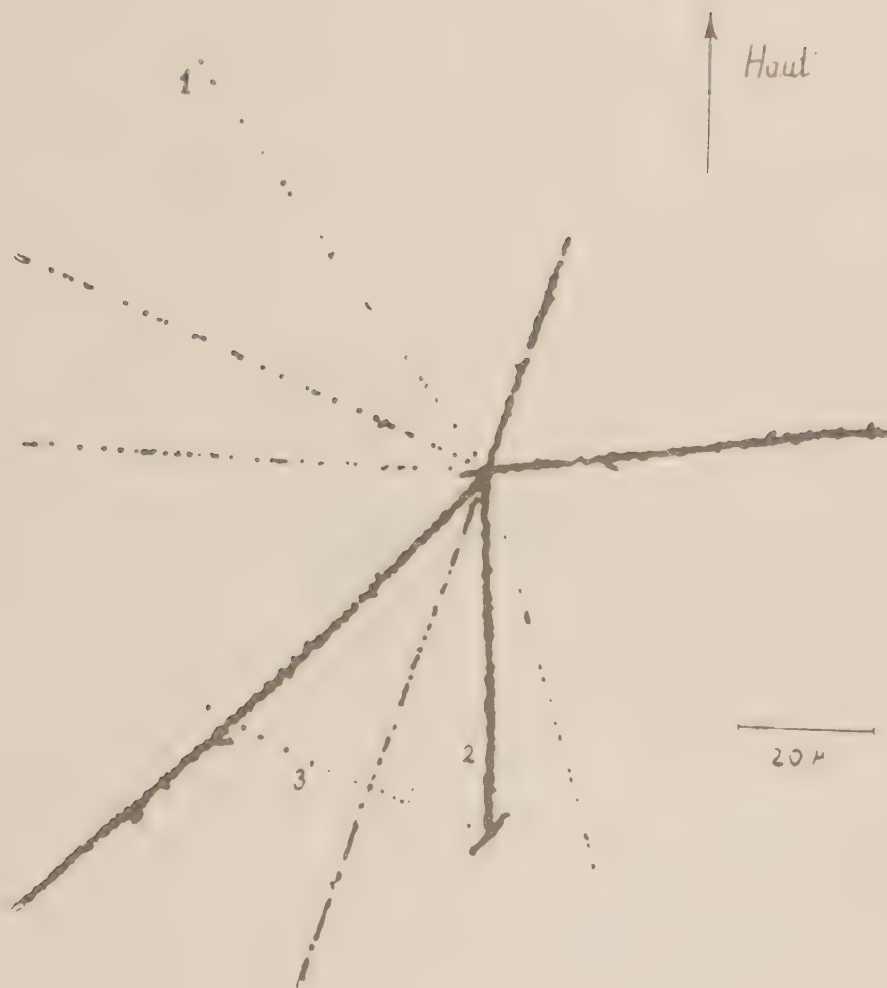
1 est le primaire.



Un "poignard" court très épais, de 50^μ de long (trace 2). Il se place dans le "paquet" de courbes de la Fig. 7 : $Z = 7$ à 12.

Energie : 4,4 MeV par nucléon

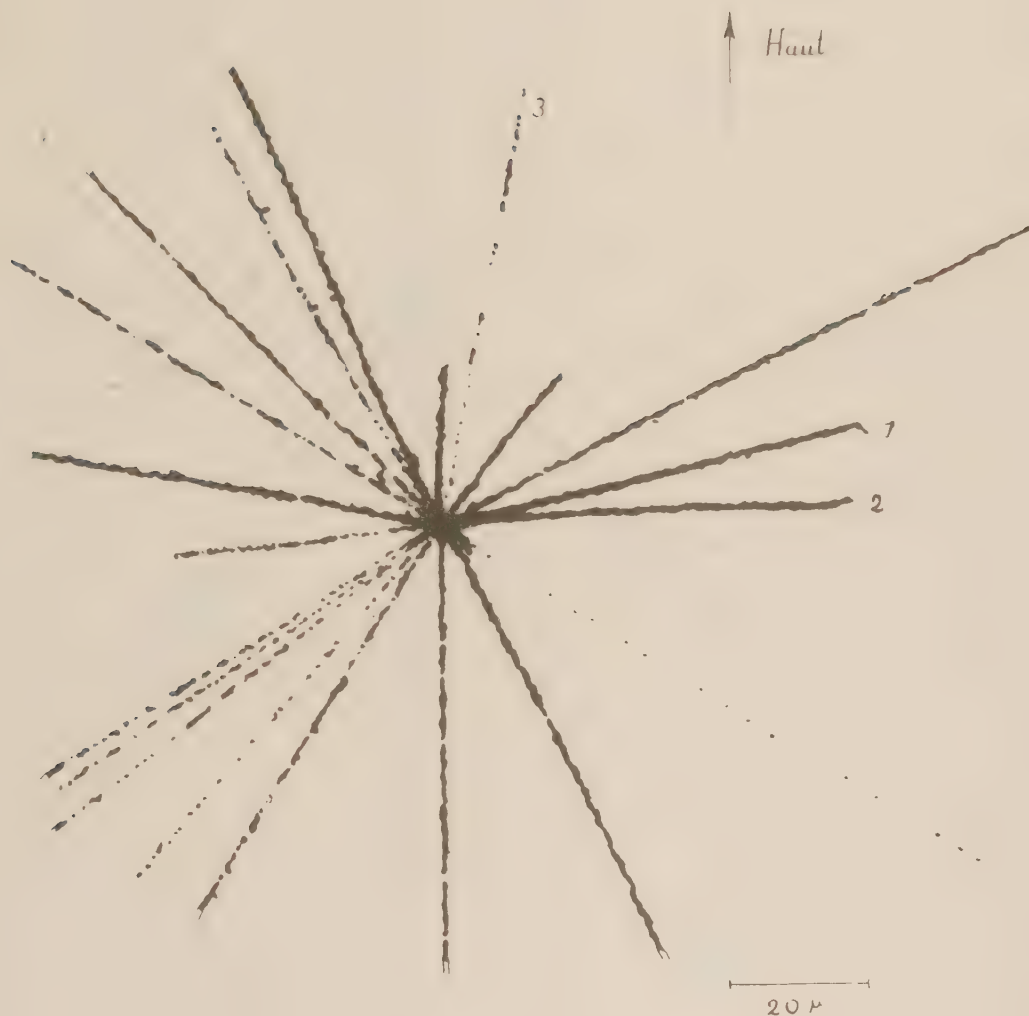
1 est le primaire.



1 : primaire

2 : "marteau" du ^8Li

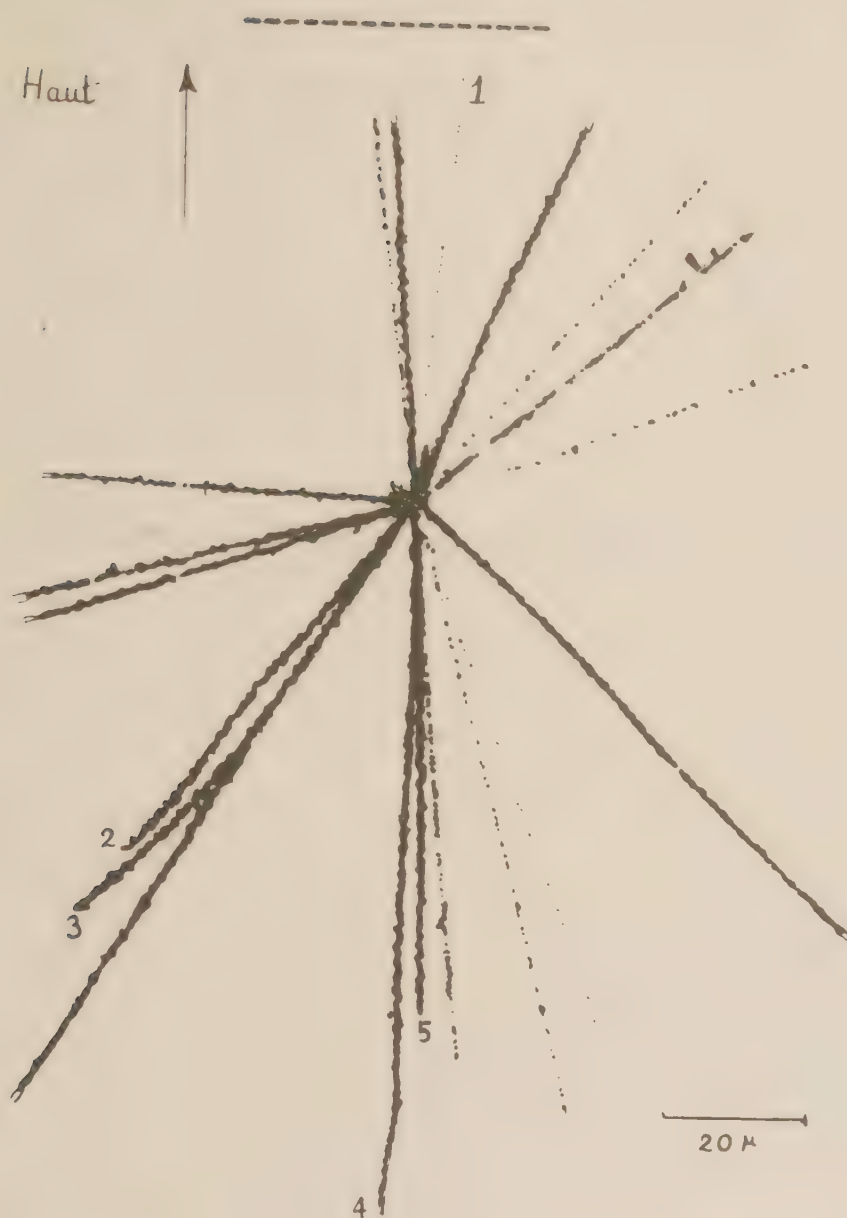
3 : électron fourni par la désintégration de ^8Li en ^8Be .



Une paire de particules α du ^8Be .

Les deux α (traces 1 et 2) ont 60 μ de long.

3 correspond peut-être à une particule α incidente (4 fois le minimum d'ionisation).



Emission probable d'un noyau d'oxygène excité, se décomposant en deux ^8Be (Voir page 49).

1 est le proton incident

2-3 et 4-5 sont les deux paires de particules α qui correspondent à deux noyaux de beryllium émis dans l'état fondamental

($Q = 63 \pm 30 \text{ KeV}$ et $Q = 77 \pm 11 \text{ KeV}$).

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES par la FACULTE

Les mésons π artificiels - Production et absorption.

Vu et approuvé

PARIS, le 20 juin 1952

Le Doyen de la Faculté des Sciences

A. CHATELET.

Vu
et Permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie de PARIS

Jean SARRAILH.

